

Nichtthermische Elektronendichte-
fluktuationen in einem magnetfeld-
stabilisierten Wasserstoffbogen

D. Ludwig

IPP III/5

Juli 1972

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK GARCHING BEI MÜNCHEN

Nichtthermische Elektronendichte-
fluktuationen in einem magnetfeld-
stabilisierten Wasserstoffbogen

D. Ludwig

IPP III/5

Juli 1972

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Juli 1972

Abstract

Deviations from the linear theory of light scattering for thermal plasmas which were observed previously by several authors (e.g./1/, /2/, /3/) have been studied in detail.

In a laser scattering experiment at a magnetized arc plasma the spectral resolution was improved by means of a Fabry-Perot interferometer from typically 5 - 10 Å to 0.3 Å.

The spectrum of the scattered light revealed a fine structure showing peaks several tenth of an Ångstrom in width. Such narrow peaks could be "smeared out" in most of the cases by a poorer spectral resolution.

Varying the scattering angle in discrete steps from 90° ($\alpha < 1$) to 15° ($\alpha > 1$) in forward direction has established that the scattered spectrum does not depend on the orientation of \underline{k} (propagation vector of the observed density fluctuations) in respect to the magnetic field. At the same time the wavelength dependence of the fluctuation spectrum was determined. The nonthermal part of the spectrum is presented as a function of frequencies and wavelength in a threedimensional array.

The appearance of such deviations from the thermal theory in completely different plasmas (e.g. θ -pinch plasmas - /1/, /2/ - and arc plasmas - /3/) indicates that the scattering theory in many cases obviously has to take into account a nonthermal fluctuation spectrum. Especially oscillatory motions of the particles have to be coped with which result in frequency modulation of the scattered light.

Anhang II: ... Wellen...

Anhang IV: ... statistische ... Größen für

...

Nichtthermische Elektronendichtefluktuationen in
einem magnetfeldstabilisierten Wasserstoffbogen

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I) Einleitung	1
II) Theoretische Grundlagen der Streuung von Laserlicht an Plasmen	5
1. Grundvorstellungen zur Lichtstreuung an Plasmen	5
2. Verschiedene Einflüsse auf das Streuspektrum	12
III) Experimentelles zu den Streuversuchen	14
1. Der magnetfeldstabilisierte Wasserstoffbogen	14
2. Aufbau der Streuexperimente	15
3. Das Falschlichtproblem	20
IV) Ausführung der Messungen	22
V) Ergebnisse der Streumessungen	25
VI) Diskussion und Zusammenfassung	39
<hr/>	
Anhang I Das Fabry-Perot-Interferometer	43
Anhang II Der Polychromator	46
Anhang III Der Wellenlängenmonitor	47
Anhang IV Charakteristische physikalische Größen für die Streuversuche	50

I) Einleitung

Der Prozeß der Streuung von Licht an freien Elektronen (Thomson-Streuung) besitzt einen sehr kleinen Querschnitt ($\approx 10^{-25} \text{ cm}^2$), so daß erst die Entwicklung von Riesenimpulslasern die Lichtstreuung zu einem wichtigen Diagnostikmittel in der Plasmaphysik gemacht hat.

Das gestreute Licht wird infolge der Bewegung der Streuzentren (Elektronen) durch Dopplereffekt frequenzverschoben.

Seine spektrale Verteilung liefert somit Informationen über Bewegungszustand der Elektronen, während das spektral integrierte Streusignal der Dichte der Elektronen proportional ist.

Genauer gesagt zeigt die lineare Theorie der Lichtstreuung an Plasmen, daß das Frequenzspektrum des gestreuten Lichts unmittelbar das zeitlich gemittelte Amplitudenquadrat der Fouriertransformierten der Elektronendichte-Fluktuationen angibt /5/: $\langle |n_e(\underline{k}, \omega)|^2 \rangle$.

Der Vektor \underline{k} der Elektronendichte-Fluktuation, an der man streut, ist durch die Geometrie des Streuexperimentes bestimmt.

Während bei zahlreichen Streuexperimenten gute Übereinstimmung zwischen den experimentell gefundenen Werten und den nach der Theorie für thermische Plasmen berechneten Kurven bestand, fanden einige Autoren deutliche Abweichungen im Vergleich zur Theorie, ohne jedoch auf diese Tatsache einzugehen.

Einige Beispiele für solche Streumessungen sind dazu in Abb. 1 und 2 aufgeführt. In der unteren Kurve der Abb. 1 liegen sogar die meisten Meßpunkte außerhalb der theoretischen Kurve (ausgezogene Linie).

Die beiden gezeigten Beispiele beziehen sich auf Meßergebnisse an θ -Pinch-Plasmen.

Ähnliche Abweichungen fanden Ringler und Nodwell /3/ in einer Lichtbogen-Entladung, dessen Plasma bis dahin als thermisch im kinetischen Sinne galt. Diese Autoren interessierten sich nun gerade für die genannten Abweichungen bei ihren

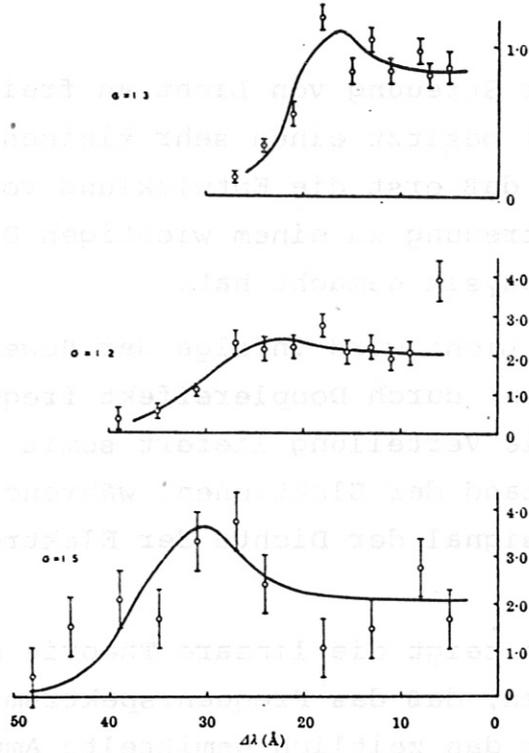


Abb. 1: Streuspektrum an einem θ -Pinch-Plasma nach Evans et.al./1/

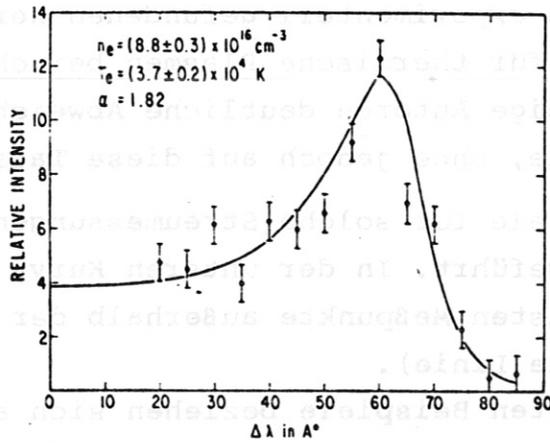
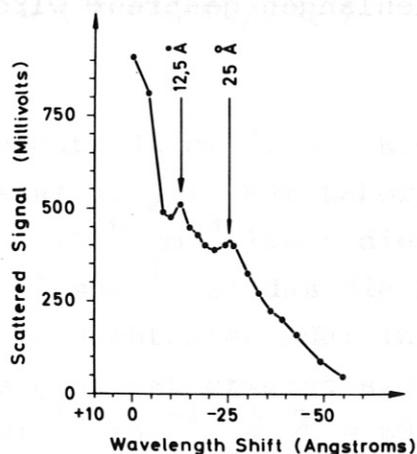


Abb. 2: Streuspektrum an einem θ -Pinch-Plasma nach

Siemon et.al./2/.

Untersuchungen (Abb. 3), die an einer Wasserstoff-Lichtbogenentladung im axialen Magnetfeld stattfanden. Sie fanden überthermische Abweichungen im gestreuten Spektrum (90° -Streuung), deren Lagen relativ zur eingestrahlten Frequenz der Plasmafrequenz und ihrer Harmonischen zugeordnet werden konnten, wenn sie auf die mit spektroskopischen Messungen ermittelte Elektronendichte bezogen wird. Sowohl der Ursprung der offensichtlich vorhandenen überthermischen Fluktuationen, als auch ihr Einfluß auf das Spektrum der Streustrahlung blieben dabei ungeklärt.



Streuprofil 8 mm außerhalb der Bogenmitte
Außendruck 10 Torr, volle Anode
Bogenstrom 2000 A
Magnetfeld 10 kG

Abb. 3: 90° -Streuspektrum an einem Wasserstofflichtbogen nach Ringler und Nodwell /3/.

Der \underline{k} -Vektor der beobachteten Dichtefluktuationen war dabei senkrecht zur Richtung des äußeren Magnetfeldes. Das Spektrum wurde aufgenommen mit einem drehbaren Interferenzfilter von 8 Å Halbwertsbreite des Transmissions-Profils.

Anknüpfend an die Experimente von Ringler und Nodwell werden in der vorliegenden Arbeit Streuversuche an einem gleichen

Wasserstoff-Lichtbogen ausgeführt.

Drei wesentliche Fragen sollen dabei geklärt werden:

- a) Wie hängt das Frequenzspektrum des gestreuten Lichts von der Orientierung des Streuvektors \underline{k} in bezug auf das von außen angelegte, räumlich und zeitlich konstante Magnetfeld ab?
- b) Welchen Informationsgewinn bringt die höhere spektrale Auflösung des Spektrums der Dichtefluktuationen?
- c) Wie ändert sich das Streuspektrum, wenn der Betrag des Vektors \underline{k} variiert wird, d.h., wenn an Fluktuationen verschiedener Wellenlängen gestreut wird?



Abb. 3: 90°-Streuspektrum an einem Wasserstofflichtbogen nach Ringler und Hönlweiß [1].

Der \underline{k} -Vektor der beobachteten Dichtefluktuationen war dabei senkrecht zur Richtung des äußeren Magnetfeldes. Das Spektrum wurde aufgenommen mit einem Drehbaren Interferenzfilter von 8 Å Halbwertsbreite der Transmission-Profil.

Anschließend an die Experimente von Ringler und Hönlweiß werden in der vorliegenden Arbeit Streuversuche an einem gleichen Lichtbogen durchgeführt.

II) Theoretische Grundlagen zur Streuung von Laserlicht an vollständig ionisierten Plasmen.

1. Grundvorstellungen zur Lichtstreuung an Plasmen

Voraussetzung für die Anwendung der Lichtstreuung an Plasmen ist, daß diese für die Wellenlänge des eingestrahlten Lichts praktisch durchsichtig sind. Dazu muß die Frequenz des Lichts viel größer sein, als die charakteristische Eigenfrequenz des Plasmas, die Elektronen-Plasmafrequenz

$$\omega_{pe}^2 = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} \quad (1)$$

(n_e = Elektronendichte in cm^{-3} , e = Elementarladung in E.S.E., m_e = Elektronenmasse in g). Für Laborplasmen mit Elektronendichten von $10^{14} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt die Plasmafrequenz zwischen 10^{11} und 10^{12} sec^{-1} , so daß die Frequenz des eingestrahlten Lichts im Sichtbaren oder Infraroten liegen sollte. Als besonders geeignet erweist sich hier der Rubinlaser, der mit $\nu = 4,3 \times 10^{14} \text{ sec}^{-1}$ ($\hat{=} \lambda = 6943 \text{ \AA}$) die Frequenzbedingung gut erfüllt, eine für Diagnostikzwecke günstige Emissionsbandbreite von $\leq 0,1 \text{ \AA}$ (bei Modenselektion $\ll 0,1 \text{ \AA}$) besitzt und für dessen Wellenlänge Fotodetektoren noch eine erträgliche Quantenausbeute aufweisen.

Der Elementarprozeß bei der Streuung von Licht am Plasma ist die Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem Elektron. (Thomson Streuung.) Es ist allerdings üblich geworden, die Streuung an den freien Plasma-Elektronen mit derselben Bezeichnung zu belegen, im Gegensatz zur sog. Rayleigh-Streuung an gebundenen Elektronen. Das einzelne im elektrischen Feld der Laserlichtwelle schwingende Elektron strahlt selber wieder eine elektromagnetische Welle aus, entsprechend einem Hertz'schen Dipol. Wir sagen, die einfallende Welle wird an dem Elektron gestreut.

Der differentielle Thomsonquerschnitt ist gegeben durch

$$d\sigma_T = r_0^2 \sin^2 \vartheta d\Omega \quad (2)$$

($d\Omega$ ist der Raumwinkel, $r_0 = e^2/mc^2$ ist der klassische Elektronenradius). Der Streuquerschnitt ist massenabhängig, daher kann wegen des großen Massenverhältnisses, $m_e/m_i \ll 1$, die Streuung an den Ionen im Plasma vernachlässigt werden.

ϑ ist der Winkel zwischen der Schwingungsrichtung des Elektrons und der Richtung Elektron-Beobachter. Da das Licht des Rubinlasers sehr gut linear polarisiert ist, kann die Geometrie stets so gewählt werden, daß $\sin^2 \vartheta = 1$ ist. Setzt man Zahlenwerte ein, so erhält man

$$d\sigma_T = 7,94 \times 10^{-26} d\Omega [\text{cm}^2] \quad (3)$$

Durch Integration über alle Raumrichtungen ergibt sich aus Gl.(2) der totale Thomson-Streuquerschnitt eines Elektrons

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad \text{bzw.} \\ \sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} [\text{cm}^2] \quad (4)$$

Betrachtet man ein Volumen, in dem viele Elektronen homogen verteilt sind, so streuen alle Elektronen mit gleicher Amplitude. Denken wir uns das Beobachtungsvolumen nun in Schichten so unterteilt, daß alle Elektronen einer Schicht mit gleicher Phase gegenüber dem Detektor streuen, dann wird die Summe der elektrischen Felder aller gestreuten Wellen durch destruktive Interferenz null.

Erst eine Abweichung dieser homogenen Belegung, d.h., Fluktuationen in der Dichte, wird ein endliches Streusignal liefern. Wenn die Fluktuationen voneinander unabhängig sind,

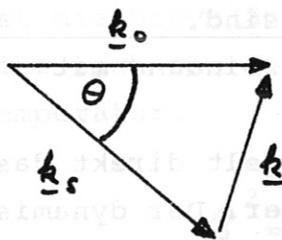
ergibt sich aus der Statistik, daß die resultierende Intensität proportional dem Schwankungsquadrat ist. Da andererseits das Schwankungsquadrat proportional der Dichte ist, ist also die gestreute Intensität der Dichte proportional, ein Ergebnis, zu dem man auch käme, wenn man einfach die Einzelintensitäten addierte.

Infolge der Bewegung der Streuzentren wird das gestreute Licht durch Dopplereffekt frequenzverschoben sein, gegenüber der eingestrahlten Frequenz. Beim Plasma kommt als wesentliche Schwierigkeit hinzu, daß die Bewegungen im allgemeinen nicht unkorreliert, sondern vielmehr durch die Coulombkräfte miteinander verkoppelt sind.

Wir bezeichnen mit $I_0(\omega_0, \underline{k}_0)$ die Intensität der Primärstrahlung mit der Frequenz ω_0 und dem Wellenvektor \underline{k}_0 . Dann ist die Intensität der in dem Raumwinkel $d\Omega$ pro Frequenzintervall $d\omega$ gestreuten Intensität

$$I(\underline{k}, \Delta\omega) d\omega d\Omega = N I_0(\underline{k}_0, \omega_0) d\sigma_T S(\underline{k}, \Delta\omega) d\omega d\Omega \quad (5)$$

Der Impulserhaltungssatz bestimmt dabei den Wellenvektor \underline{k} derjenigen Fluktuationen, an denen gestreut wird:



$$\underline{k}_s = \underline{k}_0 \pm \underline{k} \quad (6)$$

Wegen der geringen Energieübertragung (Compton-Effekt vernachlässigbar) haben \underline{k}_0 und \underline{k}_s annähernd gleiche Beträge. Aus dem Vektordiagramm ergibt sich also für $k = |\underline{k}|$

$$k = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (7)$$

(θ heißt der Streuwinkel).

Die Größe $S(\underline{k}, \Delta\omega)$ in (5), die man auch dynamischer Formfaktor nennt, gibt die Frequenzverschiebungen an, die sich aus der Bewegung der Elektronen im Plasma ergeben, und macht Aussagen über die Korrelationseffekte zwischen den Elektronen.

Die Dichte $n_e(\underline{r}, t)$ einer Anzahl von N-Punkt-Elektronen ist

$$n_e(\underline{r}, t) = \sum_{j=1}^N \delta(\underline{r} - \underline{r}_j(t))$$

und dessen Fouriertransformierte

$$n_e(\underline{k}, t) = \sum_{j=1}^N \exp(i \underline{k} \cdot \underline{r}_j(t)) \quad (8)$$

Es läßt sich zeigen, daß der dynamische Formfaktor mit Hilfe von (8) geschrieben werden kann:

$$S(\underline{k}, \Delta\omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i(\omega - \omega_0)\tau} \overline{n_e(\underline{k}, t) n_e^*(\underline{k}, t + \tau)} \quad (9)$$

Darin bedeutet der Querstrich die zeitliche Mittelung über Zeiten τ , die lang gegen die optische Periode sind.

Der Sachverhalt in Gl.(9) läßt sich in Verbindung mit Gl.(5) so ausdrücken:

Das Frequenzspektrum des Streulichts spiegelt direkt das Frequenzspektrum der Dichtefluktuationen wieder. Der dynamische Formfaktor ist durch die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion der Dichte gegeben.

Die Berechnung der Fluktuationen der Elektronendichte stellt also die wesentliche Aufgabe der Streutheorie dar.

Wir wollen hier lediglich das Ergebnis dieser Berechnungen (siehe dazu /4-9/) anführen und eine qualitative physikalische Deutung geben.

Für den Fall, daß die Ionen und Elektronen Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungen haben und das Verhältnis T_e/T_i keine großen Werte annimmt, kann $S(\underline{k}, \Delta\omega)$ nach Salpeter /5/ in zwei Anteile zerlegt werden:

$$\int S(\underline{k}, \Delta\omega) d\omega = \Gamma_\alpha(x_e) dx_e + Z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right) \Gamma_\beta(x_i) dx_i \quad (10)$$

Der erste Term hängt nur von $x_e = \omega/k \cdot v_e$ und damit von der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen $v_e = (2\kappa T_e/m_e)^{1/2}$ ab, der zweite nur von $x_i = \omega/k \cdot v_i$, wobei $v_i = (2\kappa T_i/m_i)^{1/2}$ die thermische Geschwindigkeit der Ionen ist, Z ist die Ionenladungszahl. Die analytische Abhängigkeit der Γ_α und Γ_β von α , β , x_i und x_e ist für die folgende Diskussion bedeutungslos und kann in /5/ nachgesehen werden.

Welcher der beiden Terme überwiegt, hängt von dem sog. Streuparameter α ab:

$$\alpha = \frac{1}{k \cdot \lambda_D} \quad (11)$$

(k ist durch Gl.(7) gegeben und $\lambda_D = (\kappa T_e / 4\pi n_e e^2)^{1/2}$ ist die Debyelänge, T_e in $^\circ\text{K}$). Der Parameter β in Gl. (10) ergibt sich aus α und dem Verhältnis der Elektronen- zur Ionen-temperatur:

$$\beta^2 = Z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right) \frac{T_e}{T_i} \quad (12)$$

Damit läßt sich der dynamische Formfaktor in Wellenlängeneinheiten (Δ bedeutet hier Verschiebung von der Laserwellenlänge λ_L mit $\int S(\underline{k}, \Delta\lambda) d\lambda = 1$ folgendermaßen schreiben

$$S(\underline{k}, \Delta\lambda) = \frac{1+2\alpha^2}{\pi^{1/2}(1+\alpha^2)} \left\{ \Gamma_\alpha \left(\frac{\Delta\omega}{k v_e} \right) \frac{1}{k v_e} + \beta^2 \Gamma_\beta \left(\frac{\Delta\omega}{k v_i} \right) \frac{1}{k v_i} \right\} \frac{2\pi c}{\lambda_L^2} \quad (13)$$

Über alle Wellenlängen integriert erhält man mit der Definition

$$S(\underline{k}) = S_e(\underline{k}) + S_i(\underline{k}) \quad \text{und}$$

$$S_e(\underline{k}) = \frac{1}{1+\alpha^2} \quad (14)$$

$$S_i(\underline{k}) = \frac{Z\alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+\alpha^2(1+Z\cdot T_e/T_i))} \quad (15)$$

den totalen Streuquerschnitt.

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_T n_e S(\underline{k}) \quad (16)$$

($\bar{\sigma}_T$ ist nach Gl. (4) der totale Thomsonquerschnitt für ein Elektron, n_e = Elektronendichte).

Abb. 4 zeigt Beispiele von Streuspektren mit verschiedenem α . Zwei wesentliche Bereiche lassen sich unterscheiden:

$$\alpha \ll 1 \quad \text{und} \quad \alpha \gg 1.$$

Die Bewegungen der Plasmateilchen um ihre Gleichgewichtsverteilung herum verursachen Dichtefluktuationen. Dichtefluktuationen eines Plasmas sind immer mit Fluktuationen des elektrostatischen Feldes (Poissongleichung) verbunden. Wie stark dabei die Teilchenbewegungen mit den elektrostatischen Feldern verkoppelt sind, hängt von der Wellenlänge der Fluktuationen ab. Die untere Grenze räumlicher Struktur des elektrostatischen Feldes ist durch die Debyelänge bestimmt.

Bewegungen über Bereiche klein gegen die Debyelänge ($\alpha \ll 1$) geschehen also in praktisch konstantem Potential, so daß sie unabhängig von den Coulombkräften durch andere Teilchen vor sich gehen. Der resultierende totale Streuquerschnitt ist dann

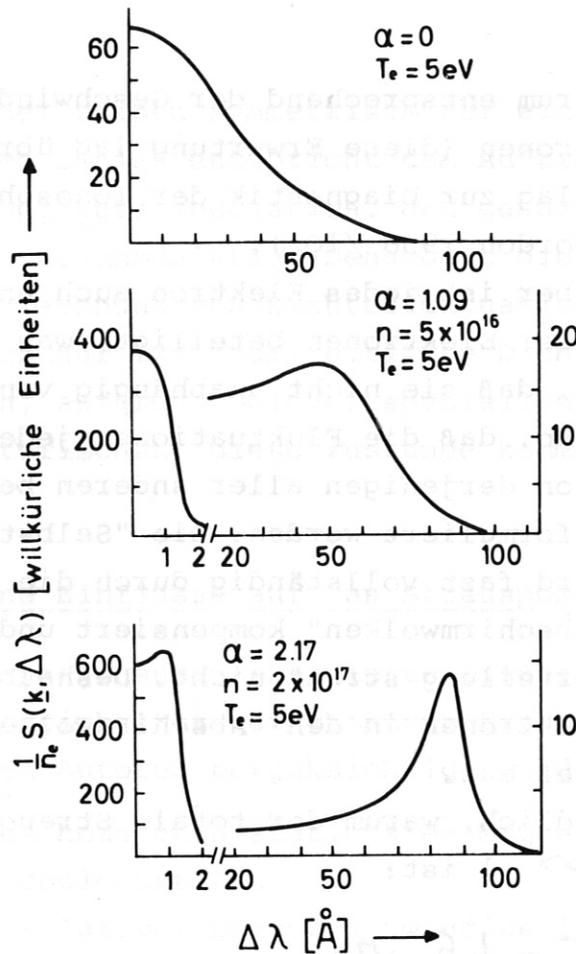


Abb. 4: Beispiele für theoretische Streuprofile in Abhängigkeit des Parameters α .

bekanntlich die Summe der Einzelquerschnitte.

$$\sigma = \sigma_T \cdot n_e \quad (17)$$

Die spektrale Verteilung des gestreuten Lichts zeigt dann direkt die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, im Fall eines thermischen Plasmas also eine Gaußverteilung (obere Kurve der Abb. 4).

Bei Bewegungen der Bereiche groß gegen die Debyelänge ($\alpha \gg 1$) bestimmen dagegen gerade elektrostatische Wechselwirkungen das Fluktuationsspektrum. Entsprechend der unterschiedlichen Geschwindigkeiten von Ionen und Elektronen läßt es sich in einen niederfrequenten und einen hochfrequenten Teil aufgliedern. Bei Betrachtung des hochfrequenten Anteils würde sich auf den ersten Blick dasselbe wie im Falle $\alpha \ll 1$ ergeben,

nämlich ein Spektrum entsprechend der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen (diese Erwartung lag übrigens auch dem ersten Vorschlag zur Diagnostik der Ionosphäre mittels Radar zugrunde, Gordon 1958 /10/).

In Wirklichkeit aber ist jedes Elektron auch an einem Abschirmprozeß anderer Elektronen beteiligt, was für ihre Bewegungen bedeutet, daß sie nicht unabhängig voneinander sind, sondern vielmehr so, daß die Fluktuationen jedes Elektrons an der Kompensation derjenigen aller anderen beteiligt ist. Das kann auch so formuliert werden: Die "Selbstfluktuation" der Elektronen wird fast vollständig durch die Fluktuation der Elektronen-"Abschirmwolken" kompensiert und diese quasihomogene Dichteverteilung streut nicht. Deshalb fällt auch die Hälfte der Elektronen in den "Abschirmwolken" der Ionen für den Streuprozess aus.

Damit ist verständlich, warum der totale Streuquerschnitt (Gl.(16)) für $\alpha \gg 1$ ist:

$$\sigma = \frac{1}{2} \sigma_T \cdot n_e \quad (18)$$

Den niederfrequenten Bewegungen der Ionen können die abschirmenden Elektronen trägheitslos folgen. Andererseits kann der hochfrequente Anteil der Elektronenbewegung den niederfrequenten nicht beeinflussen (Analogie: Man kann ein schwingungsfähiges System weit oberhalb der Resonanzfrequenz praktisch nicht anregen). Also enthält der niederfrequente Anteil der Fluktuationen nur Information über die Ionenbewegung (die sich also aus der Streuung an den Elektronen der Ionen-"Abschirmwolke" ergibt). Siehe dazu untere Kurve in Abb. 4. Die zwei symmetrisch zur eingestrahlten Frequenz auftretenden Linien stellen den noch nicht kompensierten Anteil der "Selbstfluktuation" der Elektronen dar, die an den longitudinalen elektrostatischen Wellen (Elektronen-Wellen) teilnehmen. Die Lage dieser Linien ist durch die Bohm-Gross-Dispersionsbeziehung gegeben:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3 k^2 v_e^2 \quad (19)$$

Die Tatsache der beiden symmetrisch zur eingestrahlten Frequenz liegenden Linien entspricht dem Auftreten von Seitenbändern bei Amplitudenmodulation. Und genau als solche, nämlich als Amplitudenmodulation behandelt die lineare Streutheorie die Berechnung von Dichtefluktuationen. Denn sie interessiert sich nur für raum-zeitliche Dichteschwankungen, ohne zu fragen, aufgrund welcher speziellen Bahnbewegungen (z.B. oszillatorischen) diese zustande kommen.

2. Verschiedene Einflüsse auf das Streuspektrum

Die im vorhergehenden skizzierte lineare Theorie der Lichtstreuung beinhaltet verschiedene Effekte nicht, die später von einigen Autoren berücksichtigt wurden:

- a) Effekt eines homogenen stationären Magnetfeldes
- b) Effekt von Coulombstößen
- c) Effekt von relativer Driftgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Ionen.

Zu a)

Ein stationäres, homogenes Magnetfeld ermöglicht noch eine andere Form elektrostatischer Fluktuationen: die sog. Bernstein-Wellen, deren Moden sich mit der Elektronen-Zyklotron-Frequenz ω_{ce} oder deren Harmonischen senkrecht zum Magnetfeld ausbilden können. Ihre Dichtefluktuationen entsprechen den Oszillationen der Elektronen um die Feldlinien. Diese Oszillationen bewirken, daß das Streuspektrum jetzt einen frequenzmodulierten Anteil enthält, der von der Streuung an sich periodisch bewegenden Elektronen herrührt. Dieser modulierte Anteil wird sichtbar, wenn der \underline{k} -Vektor der Fluktuationen, der beobachtet wird, genau senkrecht zum Magnetfeld liegt. In der Praxis wird natürlich mit einem endlich großen Raumwinkel beobachtet, so daß auch stets Komponenten der nichtmodulierten Fluktuationen parallel zum Magnetfeld mit gesehen werden. Da deren Frequenzen $\underline{k} \cdot \underline{v}_e$ groß sind gegen ω_{ce} , muß der Be-

obachtungsraumwinkel sehr klein gehalten werden. Die Bedingung dafür ist:

$$\pi^2 \left(\frac{n_e m_e c^2}{(B^2/8\pi) \alpha^2} \right) \phi'^2 < 1 \quad . \quad (20)$$

($\phi' = \angle$ zwischen \underline{k} und der lokalen Normalen zur Richtung von \underline{B}). Für typische Elektronendichten von 10^{15} bis 10^{16} cm^{-3} und Magnetfelder von 10 bis 30 kG muß \underline{k} innerhalb von 1° senkrecht zu \underline{B} liegen, damit die Modulation des Streuspektrums wesentlich wird.

Die Bedingungen unseres Experiments lassen im allgemeinen nicht erwarten, daß die Modulation sichtbar wird.

Zu b)

Der Einfluß von Coulombstößen wird erst dann wichtig, wenn die Stoßfrequenz von mindestens der gleichen Größenordnung wie die Breite $\Delta \nu$ der untersuchten Feinstruktur ist /11/. Für unsere Verhältnisse (s. Anhang IV) können Stöße noch vernachlässigt werden.

Zu c)

Der Elektronenterm (erster Term von Gl.(10)) wird bei $\alpha \ll 1$ in seiner Form von einer relativen Driftgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Ionen nicht beeinflusst, es wird lediglich das gesamte Spektrum aufgrund einer Dopplerverschiebung $\underline{k} \cdot \underline{v}_D$ verschoben.

Die Zentrallinie (das sog. Ionenspektrum) wird bei $\alpha \gg 1$ hingegen stark beeinträchtigt. Driftgeschwindigkeiten bewirken, daß die kurzwellige Resonanz im Ionenspektrum verstärkt wird, wenn \underline{v}_D parallel zu \underline{k} und die Resonanz auf der langwelligen Seite verstärkt, wenn \underline{v}_D antiparallel zu \underline{k} ist. Die Überhöhung und damit die Unsymmetrie in der Zentrallinie wächst mit α dem Verhältnis T_e/T_i und v_D/v_e /12/. Axiale Driftgeschwindigkeiten entsprechend den benutzten elektrischen Strömen ($v_D \approx 0,02 v_e$) würden bereits eine Unsymmetrie von einigen Prozent ergeben.

III) Experimentelles zu den Streuversuchen

1. Der magnetfeldstabilisierte Wasserstoffbogen

Die Untersuchungen werden an einem Wasserstofflichtbogen durchgeführt, dem ein axiales Magnetfeld (homogen und stationär) überlagert war.

An einem ganz ähnlichen Lichtbogen wurde bereits eine Reihe von Experimenten durchgeführt. So untersuchte H.F. Doebele Rayleigh-Taylor-Instabilitäten /13/, H. Ringler und R. Nodwell machten die in der Einleitung erwähnten Streuversuche mit Laserlicht /3/ und H. Ringler fand überthermische Dichtefluktuationen mit Hilfe des Hochfrequenzstarkeffekts /14/.

Abb. 5 zeigt eine schematische Darstellung des Lichtbogens.

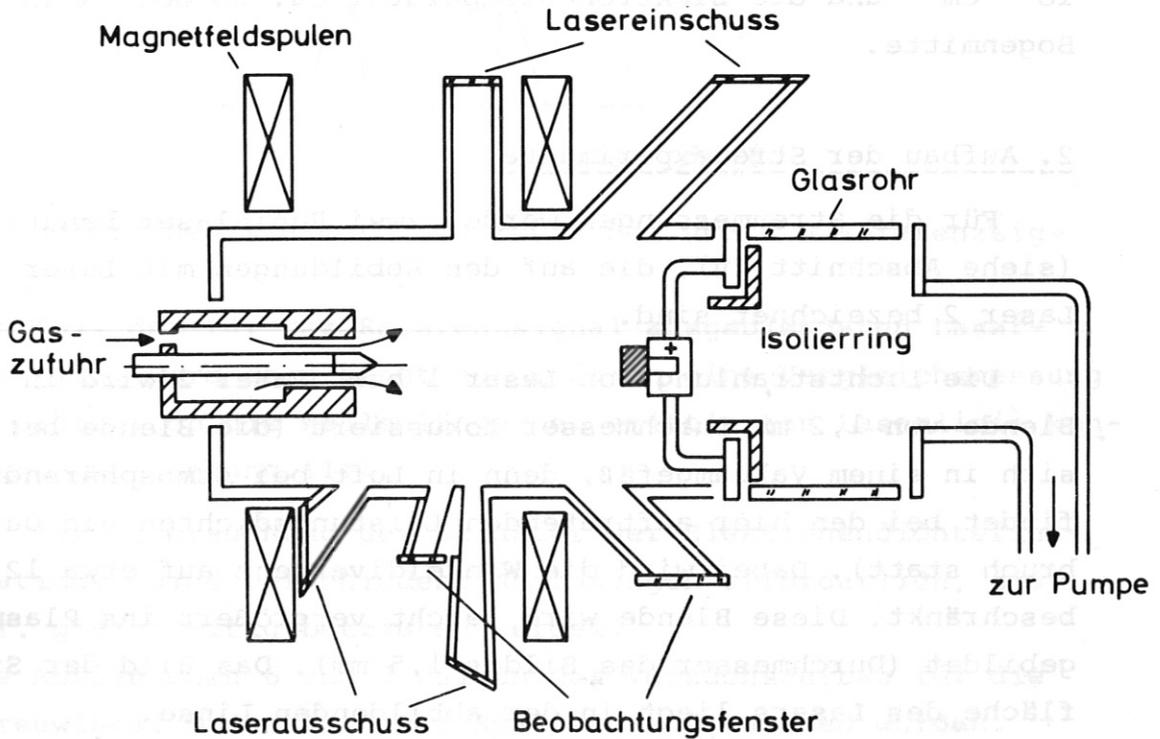


Abb. 5: Magnetfeldstabilisierter Wasserstoffbogen.

Zwei auswechselbare, wassergekühlte Wolframelektroden, eine Kathode mit 20 mm Durchmesser und eine Anode mit ca. 40 mm Durchmesser stehen sich im Abstand von 15 cm gegenüber. Beide sind in einem Vakuumkessel aus V2A-Stahl befestigt, der seinerseits wieder innerhalb der Magnetfeldspulen gehalten ist.

Das Plasma wird durch eine Gleichstromentladung zwischen den Elektroden erzeugt. Der Lichtbogen wird intermittierend betrieben. Dabei werden Bogenstrom und axial überlagertes Magnetfeld für etwa 0,2 sec bis 0,4 sec konstant gehalten. In dieser konstanten Phase werden alle Streumessungen mit folgenden Standardwerten gemacht:

Bogenstrom - 1800 A; magnetische Induktion - 10 kG;
Gasfülldruck - 10 bis 12 Torr Wasserstoff.

Bei diesen Bedingungen stellt sich ein optisch sichtbarer Plasmadurchmesser von 3 cm ein. Die Elektronendichte ist etwa 10^{16} cm^{-3} und die Elektronentemperatur ca. 60 000 °K in der Bogenmitte.

2. Aufbau der Streuexperimente

Für die Streumessungen werden zwei Rubinlaser benutzt (siehe Abschnitt IV), die auf den Abbildungen mit Laser 1 und Laser 2 bezeichnet sind.

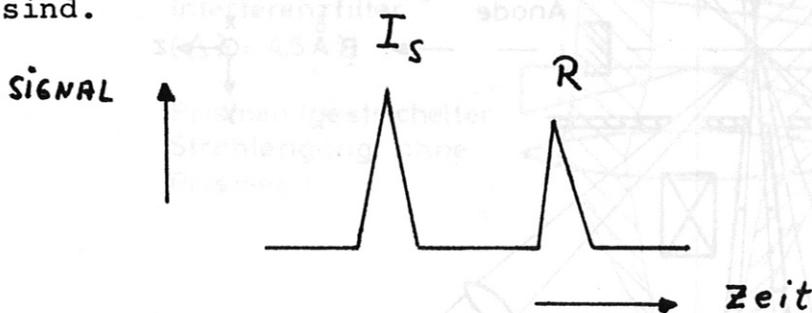
Die Lichtstrahlung von Laser 1 bzw. Laser 2 wird in eine Blende von 1,2 mm Durchmesser fokussiert (die Blende befindet sich in einem Vakuumgefäß, denn in Luft bei Atmosphärendruck findet bei den hier auftretenden Leistungsdichten ein Durchbruch statt). Dabei wird die Winkeldivergenz auf etwa 12 mrad beschränkt. Diese Blende wird leicht vergrößert ins Plasma abgebildet (Durchmesser des Bildes 1,5 mm). Das Bild der Stirnfläche des Lasers liegt in der abbildenden Linse.

Auf der Beobachtungsseite wird das Streulicht von einem Objektiv im Abstand der Brennweite vom Laserfokus gesammelt. Die nunmehr parallelen Strahlenbündel gehen durch ein schmalbandiges Interferenzfilter ($\Delta\lambda = 3 \text{ \AA}$), das als Vorzerleger

für ein Fabry-Perot-Interferometer dient. Das Fabry-Perot wird in Anhang I beschrieben. Das aus dem Interferometer austretende Licht wird auf einen Glasfaserlichtleiter abgebildet und mit einem Foto-Multiplier (RCA 7265), der auf den Abbildungen mit SEV bezeichnet wird, registriert.

Zur Relativeichung wird vor dem Eintritt in das Plasma ein Bruchteil des primären Laserlichts ausgekoppelt und über einen 40 m langen Verzögerungslichtleiter auf den Lichtleiter im Beobachtungskanal eingestrahlt (auf den Abbildungen heißen die Verzögerungslichtleiter LL_1 bzw. LL_2).

Auf dem Oszillografenschirm erscheinen dann zwei Signale, die in unserem Fall um 120 nsec gegeneinander verschoben sind.



Wir bezeichnen sie mit I_s -Streusignal und R - Referenzsignal.

Ein Teil der für das Referenzsignal ausgeblendeten Laserstrahlung wird dazu benutzt, um durch eine Vergleichsmessung zu prüfen, ob die Wellenlänge der emittierten Laserlinie konstant ist (Anhang III).

Zur Untersuchung der Struktur der Elektronendichtefluktuationen sind verschiedene Anordnungen erforderlich, die z.T. gleichzeitig betrieben werden.

Die Abbildungen 6 und 7 zeigen den Versuchsaufbau für die Streuwinkel θ , unter denen Spektren aufgenommen wurden.

Abb. 8 erläutert die Streugeometrie zu den Versuchen.

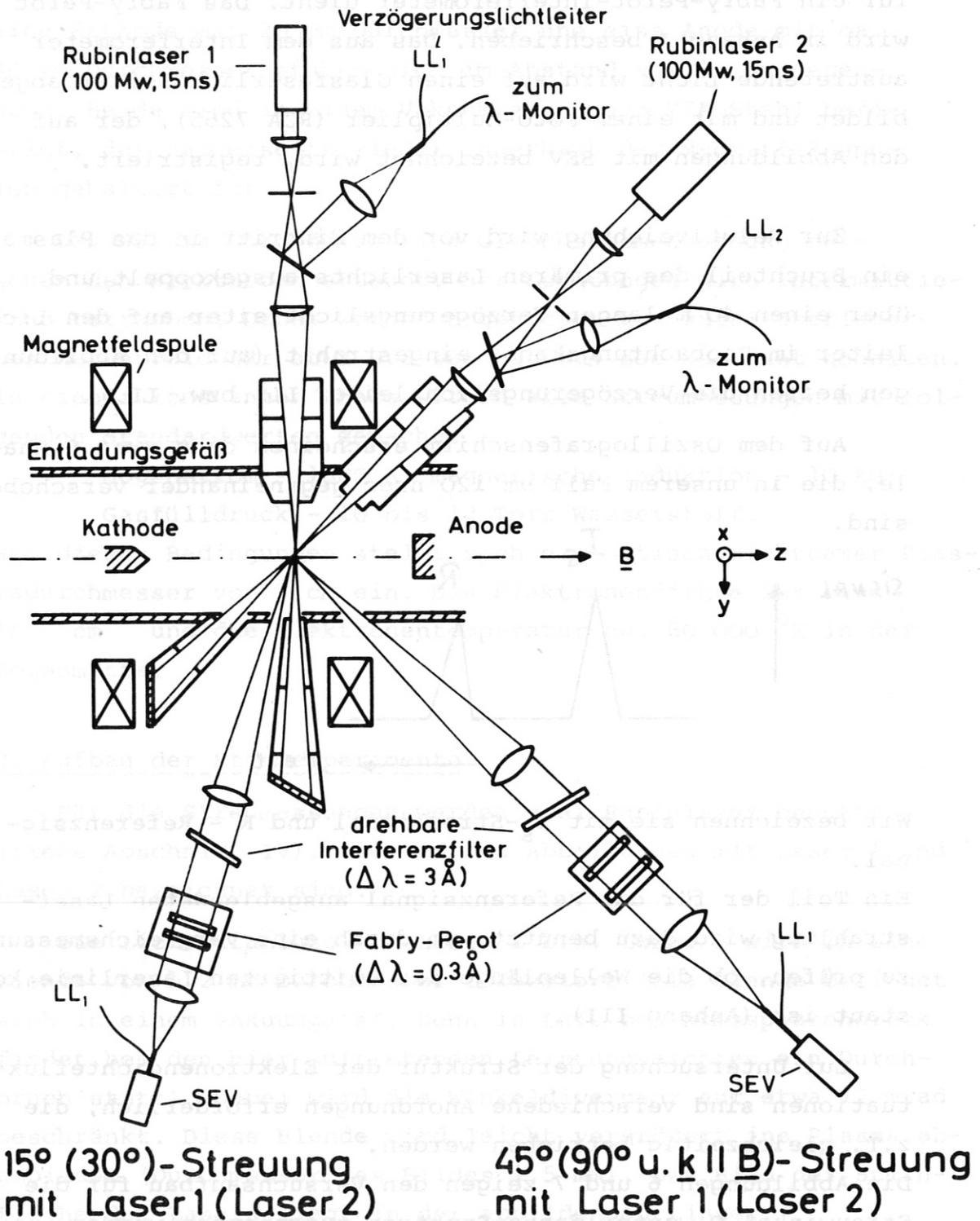
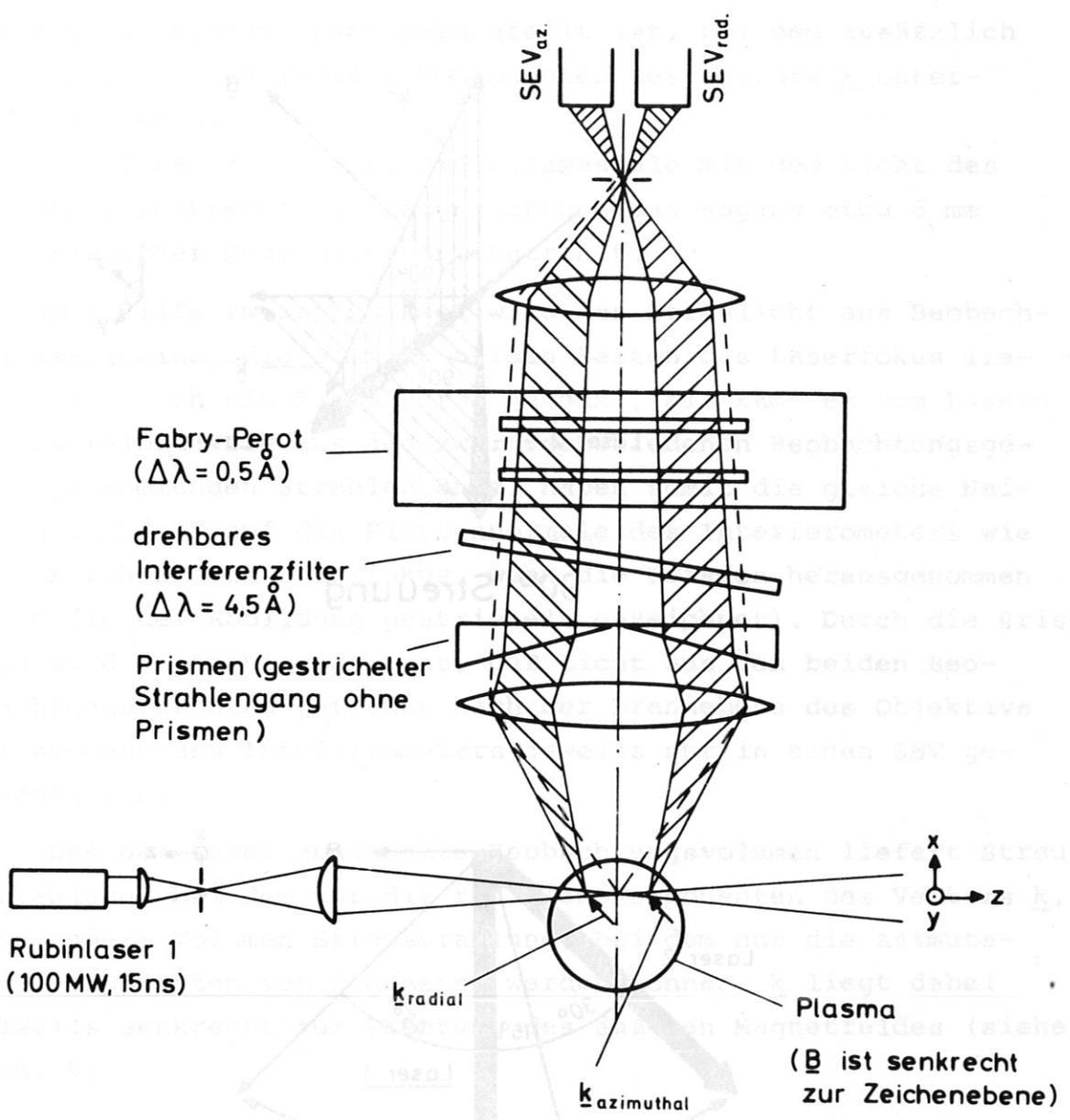
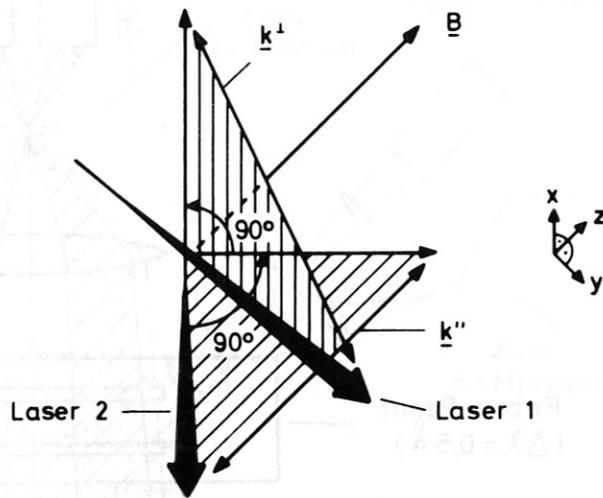


Abb. 6: Experimenteller Aufbau für die Streuversuche (von oben gesehen, ein dritter Beobachtungskanal befindet sich senkrecht zur Zeichenebene).

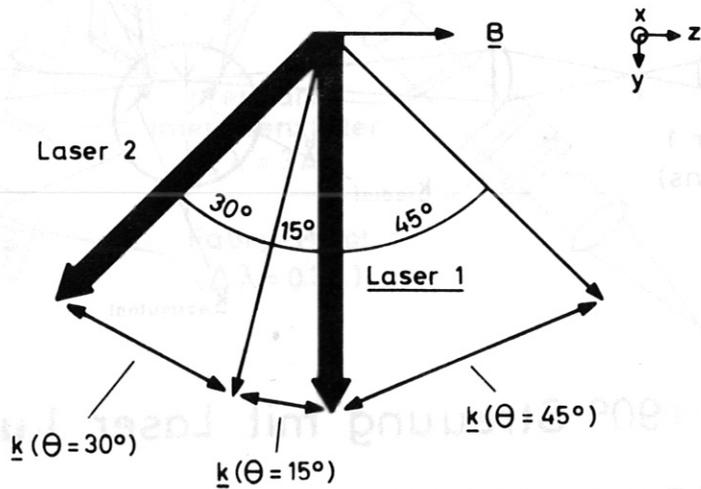


90° Streuung mit Laser 1 u. $\underline{k} \perp \underline{B}$

Abb. 7: Meßanordnung für ein 90°-Streuexperiment mit Unterscheidung in azimutale und radiale Komponenten des Streuvektors \underline{k} .



90° Streuung



15°/30°/45° Streuung

Abb. 8: Vektordiagramme für die Streuversuche.

Wir möchten nun etwas ausführlicher auf die Abb. 7 eingehen, wo ein 90° Streuversuch dargestellt ist, bei dem zusätzlich in azimutale und radiale Komponenten des Vektors \underline{k} unterschieden werden kann.

Zu diesem Zweck wird die Plasmasäule mit dem Licht des Lasers 1 senkrecht zur Längsrichtung des Bogens etwa 6 mm außerhalb der Bogenmitte durchstrahlt.

Mit Hilfe zweier Prismen wird das Streulicht aus Beobachtungsvolumina, die 6 mm zu beiden Seiten des Laserfokus liegen, so durch ein Fabry-Perot gelenkt, als käme es vom Laserfokus selbst. Die aus den zwei verschiedenen Beobachtungsgebieten kommenden Strahlenbündel haben somit die gleiche Neigung in bezug auf die Plattennormale des Interferometers wie die Strahlen vom Laserfokus, wenn die Prismen herausgenommen sind (in der Abbildung gestrichelt gezeichnet). Durch die Prismen wird weiterhin erreicht, daß Licht aus den beiden Beobachtungsgebieten getrennt nach der Brennebene des Objektivs am Ausgang des Interferometers jeweils nur in einen SEV gelangen kann.

Das dem Laser zugewandte Beobachtungsvolumen liefert Streustrahlung, bei dem nur die radialen Komponenten des Vektors \underline{k} , das andere Volumen Streustrahlung, bei dem nur die azimutalen Komponenten von \underline{k} gesehen werden können. \underline{k} liegt dabei jeweils senkrecht zur Richtung des äußeren Magnetfeldes (siehe Abb. 9).

3. Das Falschlichtproblem

Die durch das Plasma direkt hindurchgehende Laserstrahlung wird in einem Lichtsumpf aufgefangen, der aus absorbierenden Gläsern besteht, die unter Brewsterwinkel zur Laserstrahlung stehen. Zur Vermeidung von Kleinwinkelstreuung befinden sich im Ein- und Ausschlußkanal des Lasers zahlreiche scharfkantige berußte Metallblenden, die sich eng an den Laserstrahl schmiegen.

Der sehr kleine Thomsonquerschnitt $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$

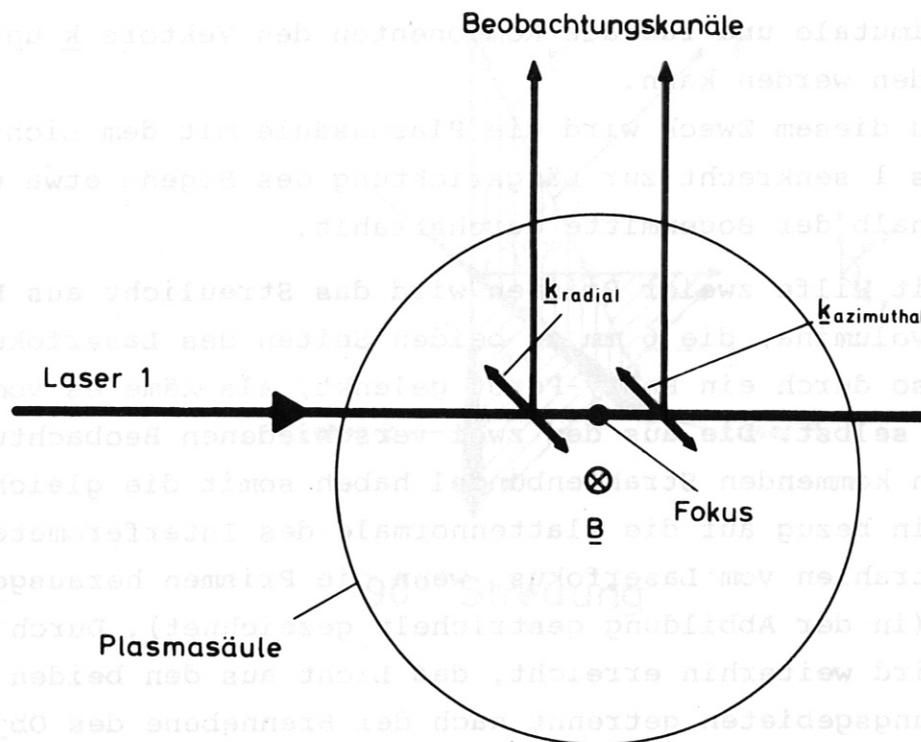


Abb. 9: Schematische Darstellung der Unterscheidung in radiale und azimutale Komponenten von \underline{k} .

und der kleine Raumwinkel, unter dem das Streulicht gesammelt wird (typisch ist der hundertste Teil einer Kugel), bedingen, daß bei einer Elektronendichte von 10^{16} cm^{-3} der Anteil des eingestrahlichten Laserlichts, das vom Beobachtungsdetektor gesehen wird, nur etwa 10^{-12} ist. Daraus erkennt man, daß die Beseitigung des an Gefäßwänden, Eintrittsfenstern und Linsen gestreuten primären Laserlichts, das mit Falschlicht bezeichnet wird, eine der wesentlichen experimentellen Schwierigkeiten darstellt. Zu den Falschlicht-Unterdrückungsmaßnahmen gehört neben den oben erwähnten Blendensystemen die konsequente Schwärzung aller Glasteile (Verhinderung des Lichtleitereffektes im Glas) und die Ummantelungen des Beobachtungskanals und seiner Sichtlinienverlängerung gegenüber dem Laserfokus im Entladungsgefäß.

IV) Ausführung der Messungen

Für die Streuversuche werden zwei einstufige Rubinlaser gewählt, die eine maximale Leistung von etwa 100 Megawatt (bei ca. 15 nsec halber Impulsbreite) abgeben. Die Laser haben eine Farbstoffküvette (Phtalokryptocyanin in Nitrobenzol gelöst) als aktiven Güteschalter. Die Farbstoffzelle schaltet so schnell, daß kurze Impulse mit hoher Energie, d.h. hohe Leistungen möglich sind. Außerdem bewerkstelligt der Farbstoffschalter gleichzeitig eine nahezu vollständige Selektion longitudinaler Schwingungsmoden im Laserresonator. Dies führt zu schmalen Laserlinien (etwa $3/100 \text{ \AA}$ Halbwertsbreite in unserem Fall) wie sie für die Untersuchung der Feinstruktur des Streuspektrums notwendig sind. Die Neigung zum "Mode-lock"-Betrieb, bei dem Impulszüge mit Impulsbreiten von kleiner 1 nsec auftreten, kann durch geeignete Wahl der Resonatorlänge unterbunden werden. Die Laserstäbe werden mit thermostatisiertem Wasser gekühlt. Auf zwei Nachteile des farbstoffgeschalteten Riesenimpuls lasers soll an dieser Stelle hingewiesen werden:

- a) Der Farbstoffschalter schaltet nicht auf dem ganzen beleuchteten Querschnitt mit gleicher Güte durch. Die Folge ist die Bildung von lokalen Stromfäden hoher Leistungsdichte, die bei hohen Pumpraten häufig zur Zerstörung der Resonatorendspiegel (oder der Küvettenwand) führen.
- b) Der Farbstoffschalter besitzt je nach verwendeter Flüssigkeit eine mehr oder weniger große Unsicherheit im Schaltzeitpunkt. Diese Schwankung ist für die meisten Farbstoffe in der Größenordnung von 50 - 150 μsec .

Die vom Detektor empfangene Streuintensität ist nach Gl.(5)

$$I_{S_{Thom}}(\Delta\lambda) = I_{o_{Thom}} \cdot \sigma_T \cdot n_e \frac{\int \Omega}{4\pi} \int \lambda S_k(\Delta\lambda) \quad (21)$$

(I_o = primäre Laserleistung in Wcm^{-2} , σ_T = totaler Thomsonquerschnitt siehe Gl.(4), n_e = Elektronendichte in cm^{-3} ,

$\delta\Omega/4\pi$ = Bruchteil des gesamten in den Raumwinkel gestreuten Lichts, das den Detektor erreicht, $\delta\lambda$ = Bandbreite des Detektors in cm, $S_R(\Delta\lambda)$ = der nach Gl.(13) ausgedrückte Formfaktor des gestreuten Lichts mit $\int S_R(\Delta\lambda) d\lambda = 1$. Das Δ bezeichnet die Verschiebung von der eingestrahlten Laserlinie).

Wie in Abschnitt III bereits erwähnt, wird das Streusignal auf die Eingangsintensität des Lasers bezogen:

$$\bar{I}_{S_{Thom}} = I_{S_{Thom}}(\Delta\lambda) / R_{Thom} \quad (22)$$

wobei $R_{Thom} = B \times I_{O_{Thom}}$ ist (B: Konstante).

Die Absoluteichung zur Dichtemessung geschieht mit Hilfe von Rayleigh-Streuung an Stickstoff, dessen Streuquerschnitt bekannt ist. (Streuung an 110 Torr N_2 entspricht der Streuung an 10^{16} Elektronen pro cm^3 in einem Plasma).

Für das Rayleigh-Signal gilt analog zu Gl.(22)

$$\bar{I}_{S_{RAY}} = I_{S_{RAY}} / R_{RAY} \quad (23)$$

mit $R_{RAY} = B \cdot I_{O_{RAY}}$ und $\bar{I}_{S_{RAY}} = \int_{\text{Detektor RAY}} I_S(\Delta\lambda) d\lambda$.

Mit $\bar{I}_{S_{RAY}} = \sigma_{RAY} \times n_{Gas} \times C$ und $C = \delta\lambda \cdot \frac{\delta\Omega}{4\pi}$

läßt sich das Thomsonsinal in Einheiten des Rayleigh-Signals ausdrücken

$$\bar{I}_{S_{Thom}}(\Delta\lambda) = \frac{\sigma_{Thom} \cdot \bar{I}_{S_{RAY}}}{\sigma_{RAY} \cdot n_{Gas}} \times n_e \times S_R(\Delta\lambda) \quad (24)$$

oder wegen

$$\int S_R(\Delta\lambda) d\lambda = 1$$

die Elektronendichte

$$n_e = \frac{1}{D} \times \int \bar{I}_{s_{Thom}}(\Delta\lambda) d\lambda \quad (25)$$

Für die Aufnahme der Streuspektren mit Hilfe des Fabry-Perot-Interferometers wird ein Interferenzfilter ($\Delta\lambda = 3 \text{ \AA}$) als Vorzerleger mit der Wellenlänge maximaler Transmission des Fabry-Perot synchron bewegt:

Bekanntlich verschiebt sich das Maximum der Durchlaßkurve eines Interferenzfilters zu kürzeren Wellenlängen, wenn das Filter gegen die einfallenden Lichtbündel gedreht wird. Wir drehen das Filter stets so, daß das Maximum der Durchlaßkurve mit der Wellenlänge maximaler Durchlässigkeit des Fabry-Perot übereinstimmt.

Das Streuspektrum wird dann, wie in Anhang I und III beschrieben, von "Schuß zu Schuß" durch Variation des Gasdrucks zwischen den Fabry-Perot-Platten aufgenommen.

V) Ergebnisse der Streumessungen

Der erste wesentliche Punkt, den es zu klären gilt, ist die Richtungsabhängigkeit des Streuspektrums. Eine solche Abhängigkeit liegt immer dann vor, wenn Driften oder Wellen im Plasma eine Vorzugsrichtung aufweisen.

Es wird dazu ein 90° -Streuversuch gemacht, bei dem gleichzeitig von einem Beobachtungsvolumen das gestreute Licht von Fluktuationen mit \underline{k} senkrecht und \underline{k} parallel zur Bogenachse gemessen wird. In Abb. 6 erkennen wir die Anordnung für $\underline{k} \parallel \underline{B}$, indem wir die Streustrahlung von Laser 2 unter 90° beobachten. Ein zusätzlicher Beobachtungskanal senkrecht zur Zeichenebene ermöglicht die Beobachtung von $\underline{k} \perp \underline{B}$, wenn Laser 1 benutzt wird (Vektordiagramm Abb. 8).

In Abb. 10 ist das Ergebnis dieses Streuversuchs aufgetragen. Die Aufnahmen wurden mit drehbaren Interferenzfiltern einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ ($\underline{k} \parallel \underline{B}$) bzw. $\Delta\lambda = 7 \text{ \AA}$ ($\underline{k} \perp \underline{B}$) von "Schuß zu Schuß" gemacht. Die Messungen lassen den Schluß zu:

Im Rahmen dieser spektralen Auflösung besteht zwischen den beiden Spektren mit \underline{k} senkrecht und \underline{k} parallel zur Richtung der Bogenachse kein Unterschied. Die Messungen in Abb. 10 führen über die Richtungsabhängigkeit hinaus zu der zweiten wichtigen Frage, wie sich der Informationsstand verbessert, wenn die spektrale Auflösung erhöht wird.

Kurve ② in Abb. 10, die im Vergleich zur Kurve ① mit 40% besserer spektraler Auflösung gewonnen wurde, zeigt bereits, daß die Strukturen im Streuspektrum deutlicher herauskommen. Dem Versuch, gleichzeitig die Auflösung zu steigern und die Einzelschuß-Methode zu umgehen, entstammen die nächsten Aufnahmen (Abb. 11 und 12).

Ein Polychromator mit neun Beobachtungskanälen (siehe Anhang II) erlaubt es, das Streuspektrum mit wenigen Laserschüssen aufzunehmen. Mit $1,5 \text{ \AA}/\text{Kanal}$ ist hier jedoch die Grenze erreicht, bei der eine wesentliche Steigerung des

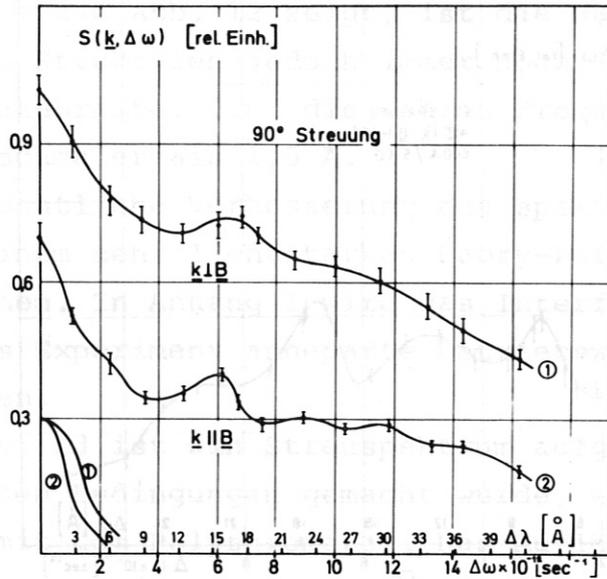


Abb. 10: 90°-Streuspektrum mit $k \perp B$ Kurve (1) und $k \parallel B$ Kurve (2). Die Aufnahmen wurden mit drehbaren Interferenzfiltern gemacht ($\Delta\lambda = 5\text{\AA}$ für (2) und $\Delta\lambda = 7\text{\AA}$ für (1)).

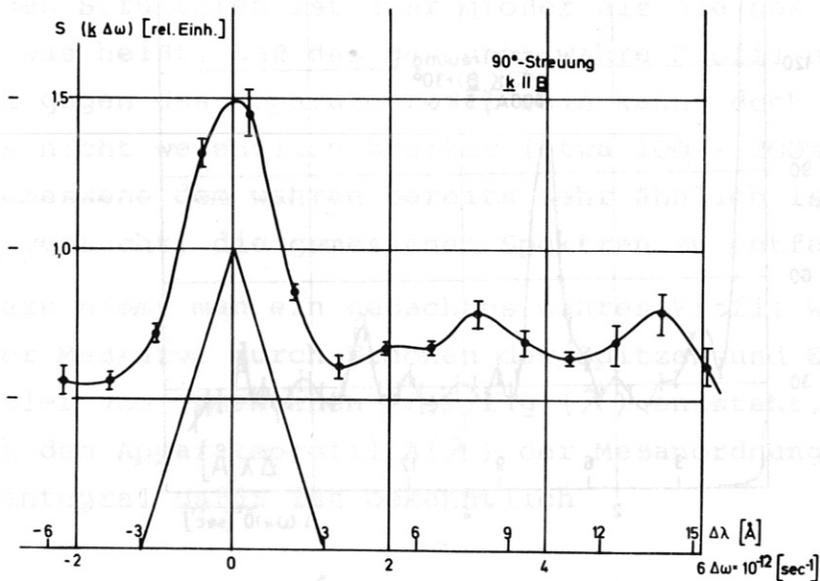


Abb. 11: 90°-Streuspektrum bei gleicher Streugeometrie wie Kurve (2) der Abb. 10, jedoch mit einem 9-Kanal-Polychromator (s. Anhang II) und einer Auflösung von $3\text{\AA}/\text{Kanal}$ aufgenommen.

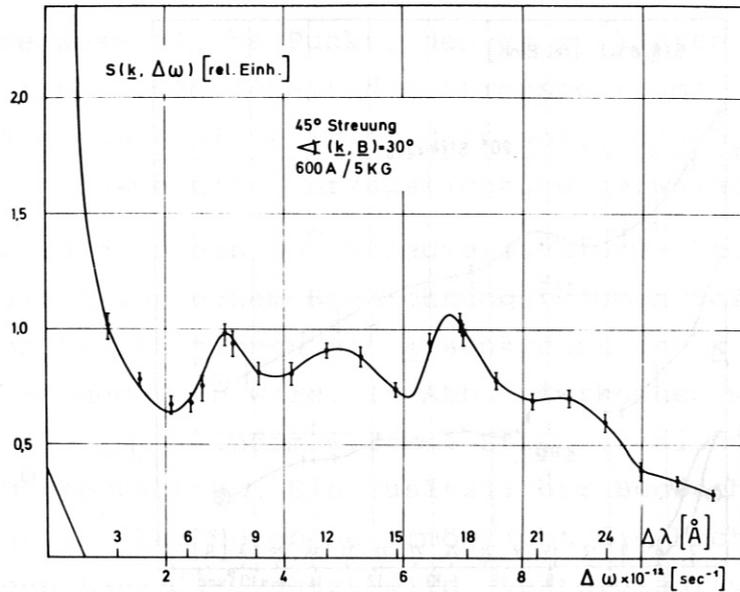


Abb. 12: 45°-Streuspektrum mit dem 9-Kanal-Polychromator bei einer Auflösung von 1,5 Å/Kanal.

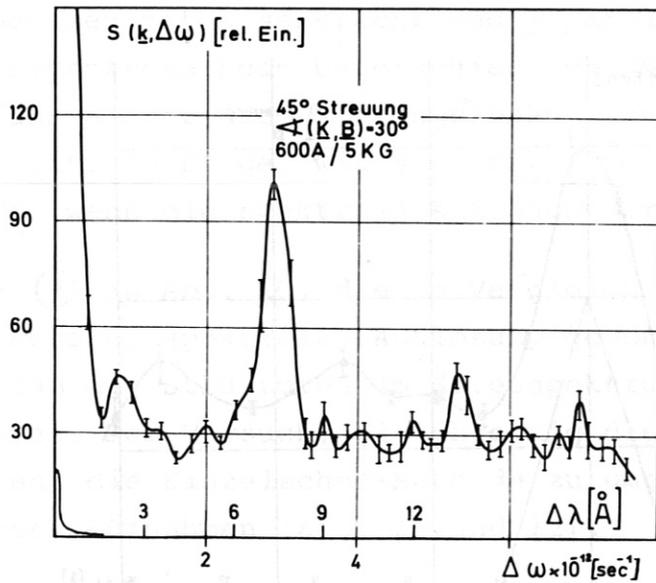


Abb. 13: 45°-Streuspektrum wie in Abb. 12, nur mit einem Fabry-Perot-Interferometer (siehe Anhang I) bei einer Auflösung von 0,3 Å von "Schuß zu Schuß" gemessen.

Auflösungsvermögens aus Intensitätsgründen nichts mehr einbringt. Wie die Abb. 12 zeigt, ist die Halbwertsbreite der gemessenen Strukturen jedoch immer noch in der Größenordnung der Apparatebreite, d.h. die wahren Frequenzbänder sind wesentlich schmäler als $1,5 \text{ \AA}$.

Eine deutliche Verbesserung der spektralen Auflösung ist nur mit einem sehr lichtstarken Fabry-Perot-Interferometer zu erreichen. In Anhang I wird das Interferometer und die auf dieses Experiment angepasste Betriebsweise eingehender beschrieben.

In Abb. 13 ist ein Streuspektrum aufgetragen, das unter den gleichen Bedingungen gemacht wurde, wie das darüber stehende mit dem Polychromator. Das Auflösungsvermögen beträgt beim Interferometer $0,3 \text{ \AA}$.

Hier wird erstmals eine Feinstruktur sichtbar, die mit dem breiteren Instrumentenprofil der Meßanordnung der früheren Messungen verschliffen wurde. Es ist jedoch aus der Aufnahme mit dem Fabry-Perot-Interferometer zu erkennen, daß dessen endliches Auflösungsvermögen die Modulation im Streuspektrum auch noch leicht verflacht. Denn die Breite der gemessenen Strukturen ist zwar größer als die des Apparateprofils, was heißt, daß das gesuchte wahre Profil nicht sehr schmal gegen das Apparateprofil sein kann, doch andererseits ist es nicht wesentlich breiter (etwa 100 - 200%), so daß das gemessene dem wahren bereits sehr ähnlich ist. Es wird daher versucht, die gemessenen Spektren zu entfalten.

Dazu nimmt man ein gedachtes wahres Profil $W(\lambda)$, das aus der Meßkurve durch Erhöhen der Spitzen und Erniedrigen der Täler vom gemessenen Profil $g'(\lambda)$ entsteht, und falten es mit dem Apparateprofil $A(\lambda)$ der Meßanordnung. Das Faltungintegral dafür ist bekanntlich

$$g(\lambda) = \int W(x) A(\lambda - x) dx \quad (26)$$

Spektrum

mit $\int_{\text{Spektrum}} A(\lambda) d\lambda = 1$ und $\int_{\text{Spektrum}} W(\lambda) d\lambda = 1$.

Das so bestimmte $g(\lambda)$ wird mit der Meßkurve verglichen. Weicht es um mehr als einen vorgebenen Betrag (bestimmt durch die Fehlerschranken) von dem Meßwert ab, so wird an dem gedachten wahren Profil $W(\lambda)$ eine entsprechende Korrektur angebracht und der Faltungsprozeß erneut durchlaufen. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis die Kurve $g(\lambda)$ innerhalb des vorgegebenen Betrages mit allen Punkten des gemessenen Spektrums $g'(\lambda)$ übereinstimmt.

Das Ergebnis eines Faltungsprozesses ist in Abb. 15 zu sehen. Zur besseren Übersicht wird das gemessene Spektrum mit den Fehlerschranken in Abb. 14 getrennt dargestellt.

Grundvoraussetzung für die Anwendung einer "Schuß-zu-Schuß"-Methode, wie beim Fabry-Perot-Interferometer in unserem Fall, ist die Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse. Zu diesem Zweck wurde ein Streuspektrum bei unveränderten äußeren Bedingungen an verschiedenen Tagen aufgenommen. In Abb. 16 ist zu sehen, daß die Feinstruktur im Rahmen der Meßgenauigkeit reproduzierbar ist.

Zur Klärung der Richtungsabhängigkeit der Dichtefluktuationen ist der 90° -Streuversuch noch zu verfeinern. Bei der Orientierung des \underline{k} -Vektors senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes ist noch nach radialen und azimuthalen Komponenten zu unterscheiden (siehe Abb. 7 und 9). Diese Unterscheidung wird notwendig, um auszuschließen, daß bei der Messung an $\underline{k} \perp \underline{B}$ (Abb. 10) azimuthale und radiale Komponenten von \underline{k} vermischt werden. Denn bei Betrachtung von Abb. 9 wird klar, daß nur Streuvolumina, die auf zwei ausgezeichneten, zueinander senkrechten Durchmessern liegen, nur azimuthale bzw. nur radiale Komponenten liefern, während im allgemeinen das Spektrum eine Mischung aus beiden enthält. Das Ergebnis wird in Abb. 17 vorgelegt. Die unterschiedlich schraffierten Bereiche geben die Standardabweichungen an, die in dem betreffenden

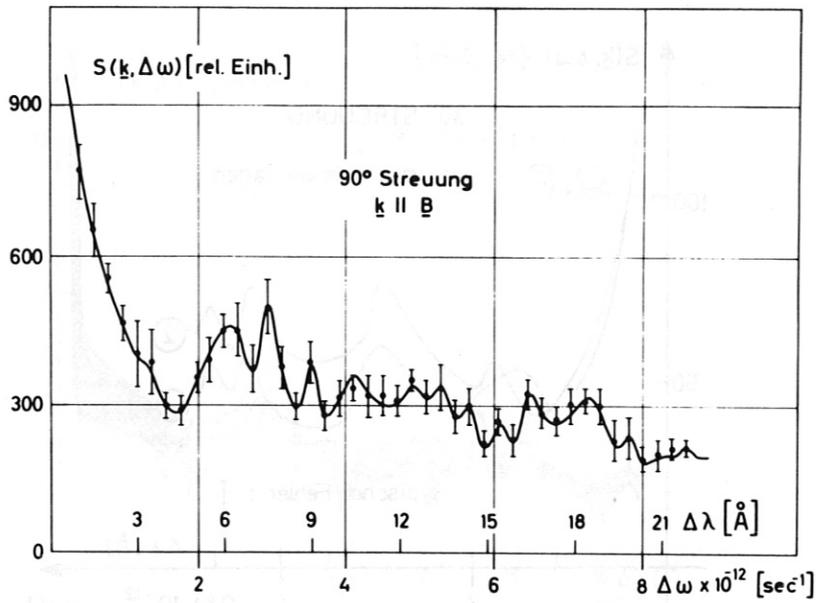


Abb. 14: 90°-Streuspektrum mit $k \parallel B$, aufgenommen mit dem Fabry-Perot-Interferometer ($\Delta\lambda = 0,3 \text{ \AA}$).

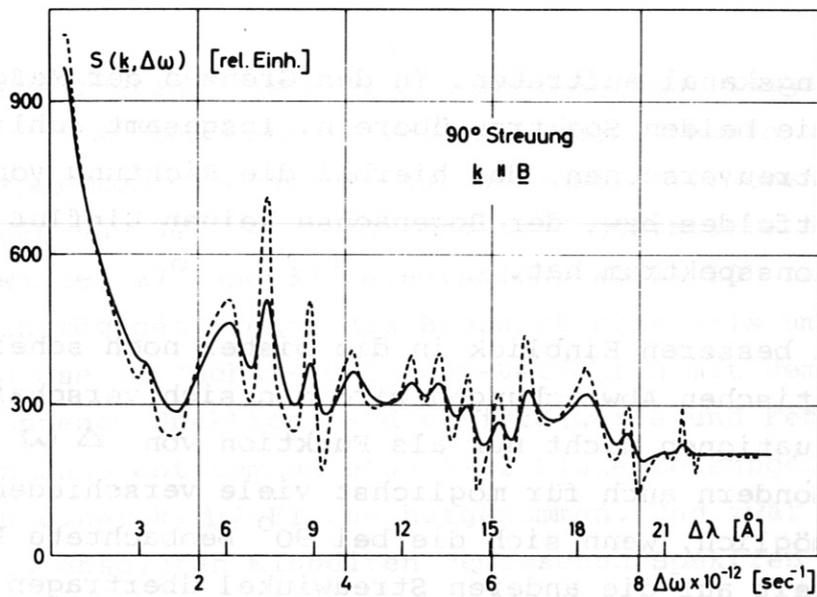


Abb. 15: Entfaltung des in Abb. 14 gezeigten Streuspektrums. Die gestrichelte Kurve ist das wahre Profil, die ausgezogene Kurve stellt das Faltungsprodukt dar.

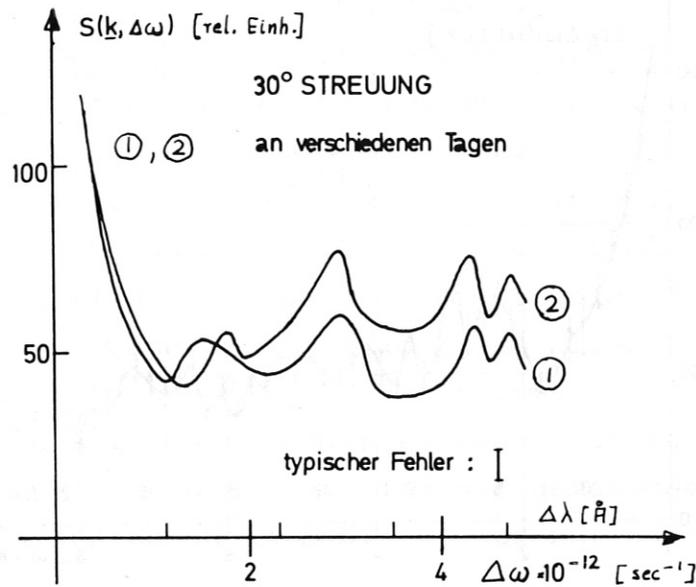


Abb. 16: 30°-Streuspektrum, an verschiedenen Tagen aufgenommen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit erweist sich die Feinstruktur als reproduzierbar.

Beobachtungskanal auftraten. In den Grenzen der Meßgenauigkeit stimmen die beiden Spektren überein. Insgesamt schließen wir aus den 90°-Streuversuchen, daß hierbei die Richtung von \underline{k} bezüglich des Magnetfeldes bzw. der Bogenachse keinen Einfluß auf das Fluktuationsspektrum hat.

Einen besseren Einblick in die bisher noch scheinbar völlig unsystematischen Abweichungen wird man sich verschaffen, wenn die Fluktuationen nicht nur als Funktion von $\Delta\omega$ gemessen werden, sondern auch für möglichst viele verschiedene \underline{k} . Letzteres ist möglich, wenn sich die bei 90° beobachtete Richtungsabhängigkeit auf die anderen Streuwinkel übertragen läßt. Dann kann \underline{k} variiert werden nur durch die Wahl eines anderen Streuwinkels. Bei dieser Annahme einer Isotropie könnte eine Darstellung, in der die Fluktuationen über einer \underline{k} - $\Delta\omega$ -Ebene aufgetragen sind, möglicherweise z.B. Dispersionsbeziehungen verschiedener

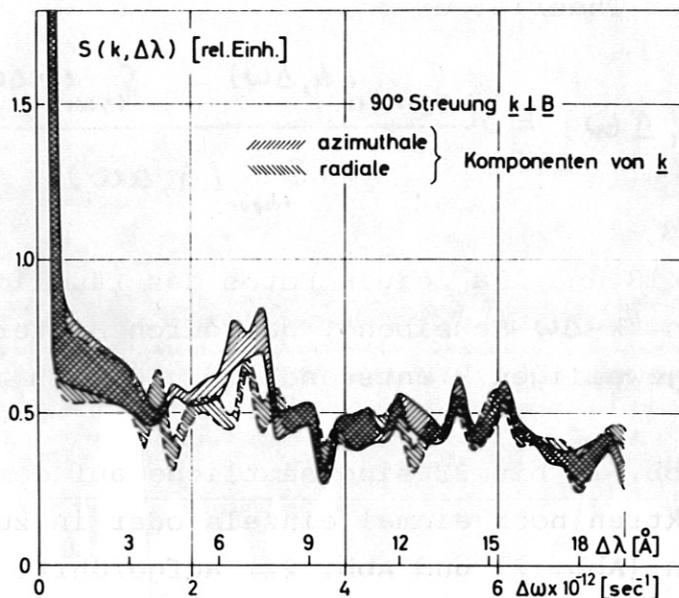


Abb. 17: Ergebnis eines 90°-Streuversuchs ($\underline{k} \perp \underline{B}$) bei gleichzeitiger Unterscheidung in azimutale und radiale Komponenten von \underline{k} .

Moden zutage treten lassen. Von dieser Annahme ausgehend, wurden insgesamt 7 Spektren unter 7 verschiedenen Winkeln vermessen, die der experimentelle Aufbau zuließ (Abb. 6). Neben den möglichen Winkeln von 90°, 45°, 30° und 15°, gestattete der Aufbau noch die Winkel 27° und 33° einerseits, sowie 18° andererseits, durch geringfügiges Drehen des Beobachtungskanal um 30° bzw. 15°. All diese im "Schuß-zu-Schuß"-Verfahren mit dem Interferometer gewonnenen Spektren, - die Mittelwerte und Fehler bei jeder Wellenlänge entstammen etwa 9-12 Einzelmessungen, - wurden zum Aufbau einer k - $\Delta\omega$ -Fläche hergenommen. Und zwar wurden alle diese in absoluten Einheiten gemessenen Spektren mit denjenigen verglichen, die die Theorie für eine Dichte von $n_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und eine Temperatur von $T_i = T_e = 60\,000 \text{ °K}$ beim jeweiligen Streuwinkel vorhersagt. Diese Werte von n_e und T_e entstammen spektroskopischen Messungen. Als Ordinate für jedes Paar ($k, \Delta\omega$)

wurde aufgetragen die prozentuale Abweichung gegenüber derjenigen der Theorie:

$$A(k, \Delta\omega) = \frac{S_{\text{gemess.}}(k, \Delta\omega) - S_{\text{theor.}}(k, \Delta\omega)}{S_{\text{theor.}}(k, \Delta\omega)} \quad (27)$$

Die Abb. 18 und 18a zeigen Fotos des räumlichen Modells der diskreten "k- $\Delta\omega$ -Scheiben", das durch Hintereinandermon- tieren beim jeweiligen k entstand.

In den Abb. 19 bis 22 sind sämtliche auf dem Foto darge- stellten Spektren noch einmal einzeln oder in zusammengehö- rigen Gruppen (Abb. 21 und Abb. 22) aufgeführt.

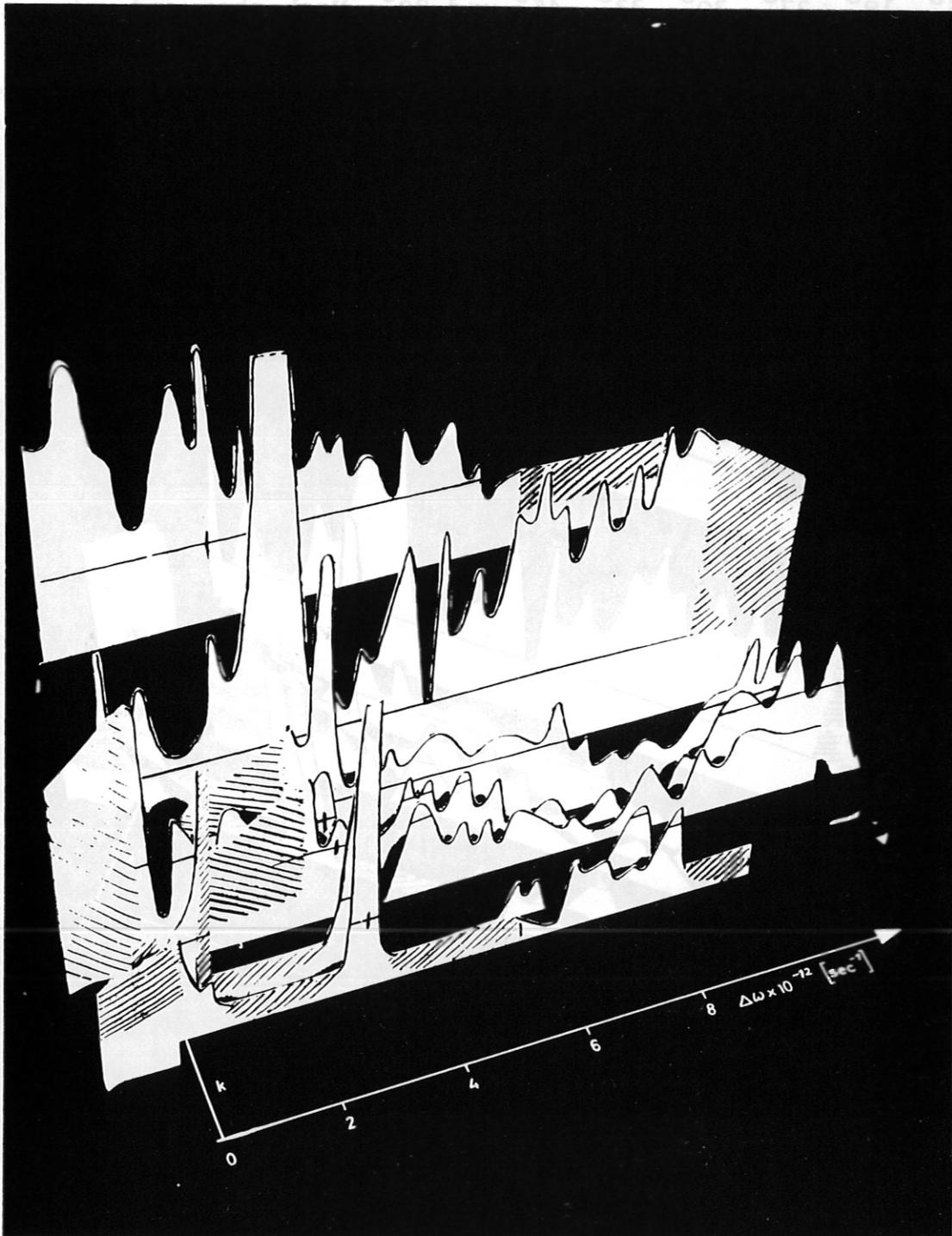


Abb. 18: Foto eines Modells, auf dem die Abhängigkeit des Streuspektrums von der Wellenlänge der Dichtefluktuationen räumlich dargestellt ist. Die "k- $\Delta\omega$ -Scheiben" entsprechen, in linearem Maß-

stab von vorn nach hinten aufgesteckt, den Streuwinkeln: 15° , 18° , 27° , 30° , 33° , 45° und 90° . Nach oben und unten ist die relative Abweichung von den theoretisch berechneten thermischen Werten aufgetragen. Die Nulllinie ist in den einzelnen Spektren durch eine ausgezogene Linie kenntlich gemacht. Einige Spitzen im Spektrum wurden aus Darstellungsgründen abgeschnitten. Die schraffierten Flächen kennzeichnen Zonen, in denen keine Meßwerte vorliegen.

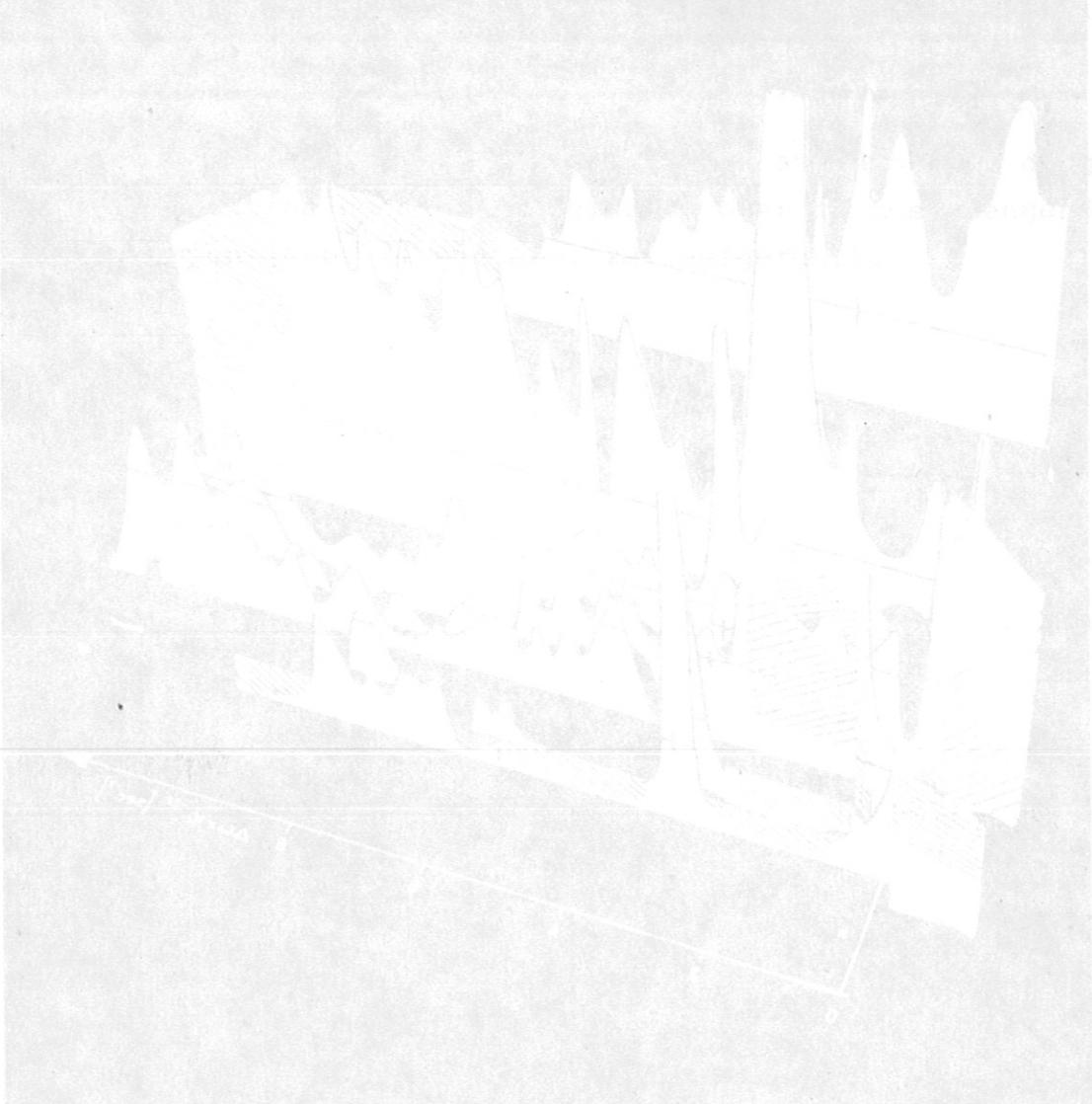


Abb. 18: Foto eines Modells, auf dem die Abhängigkeit des Strahlenspektrums von der Wellenlänge der Dichtefunktion räumlich dargestellt ist. Die "R-AW-Schreiben" entsprechen, in linearer Maß-

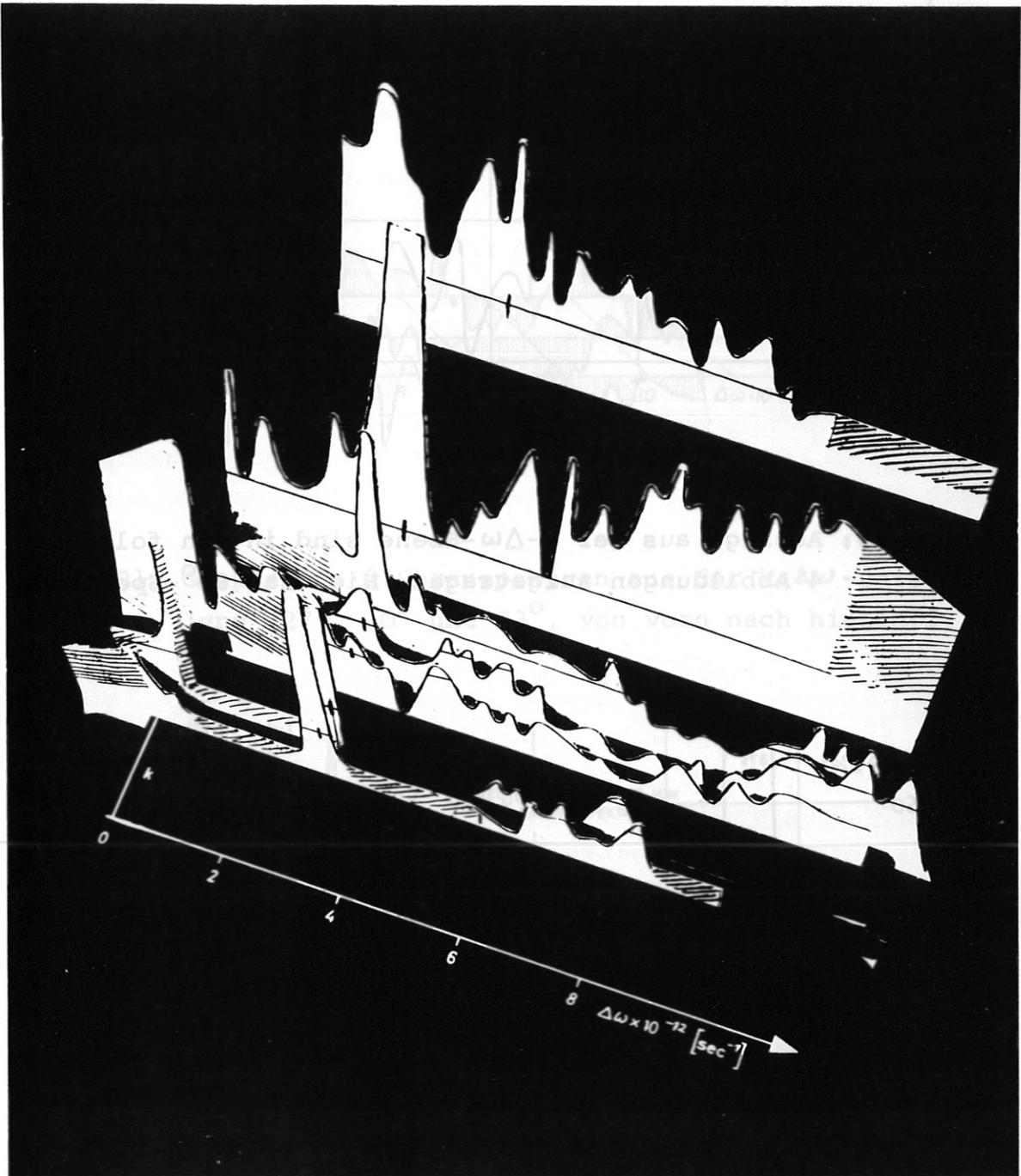


Abb. 18a: Foto des Modells der $k-\Delta\omega$ -Ebene aus einer anderen Perspektive als das Foto der Abb. 18.

Abb. 18a: Foto des Modells der $k-\Delta\omega$ -Ebene aus einer anderen Perspektive als das Foto der Abb. 18.

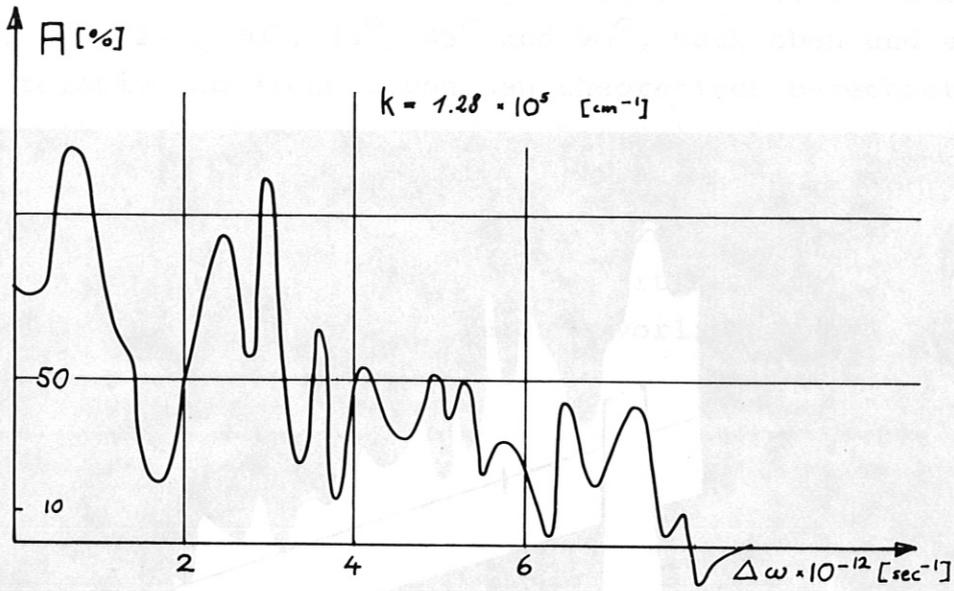


Abb. 19: Auszüge aus der k - $\Delta\omega$ -Ebene sind in den folgenden 4 Abbildungen aufgetragen: Hier das 90° -Spektrum.

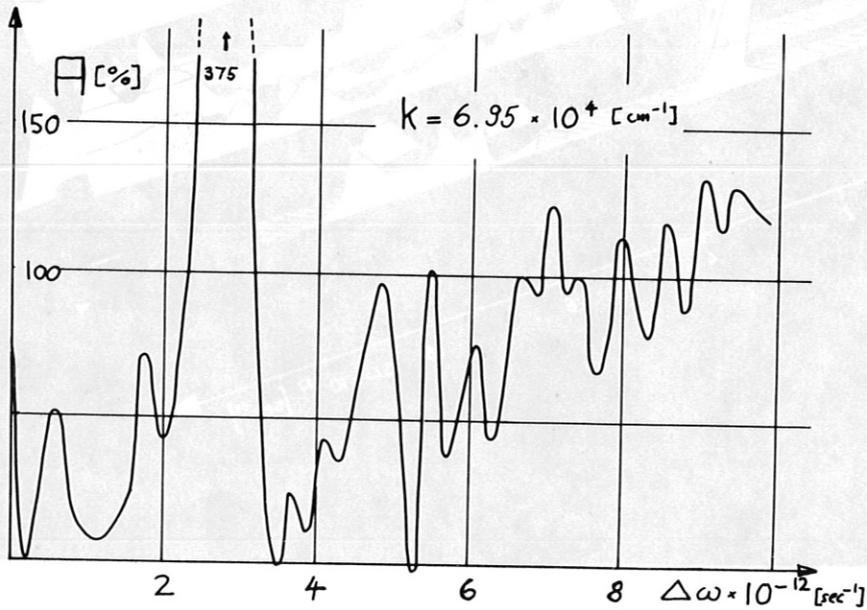


Abb. 20: 45° -Streuspektrum, Auszug aus der k - $\Delta\omega$ -Ebene.

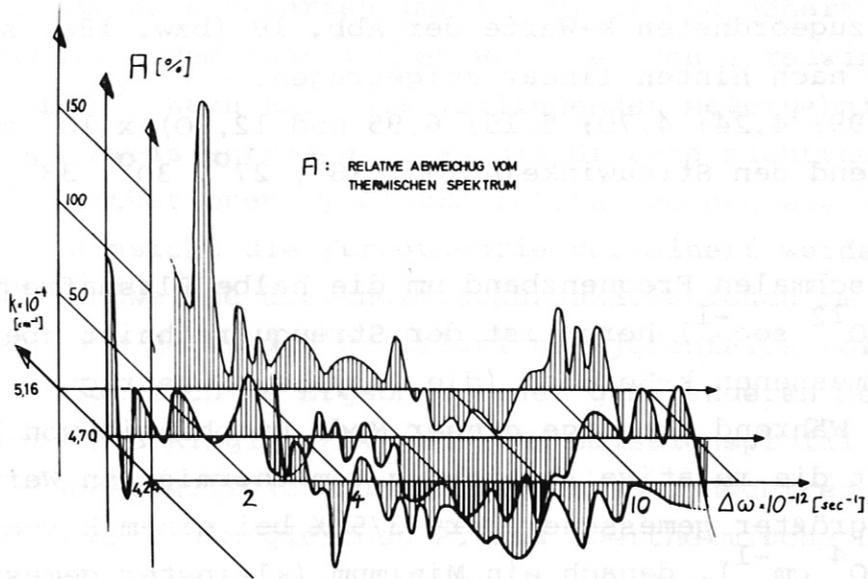


Abb. 21: Gruppe von 3 Streuspektren aus der $k-\Delta\omega$ -Darstellung (27° , 30° und 33° , von vorn nach hinten).

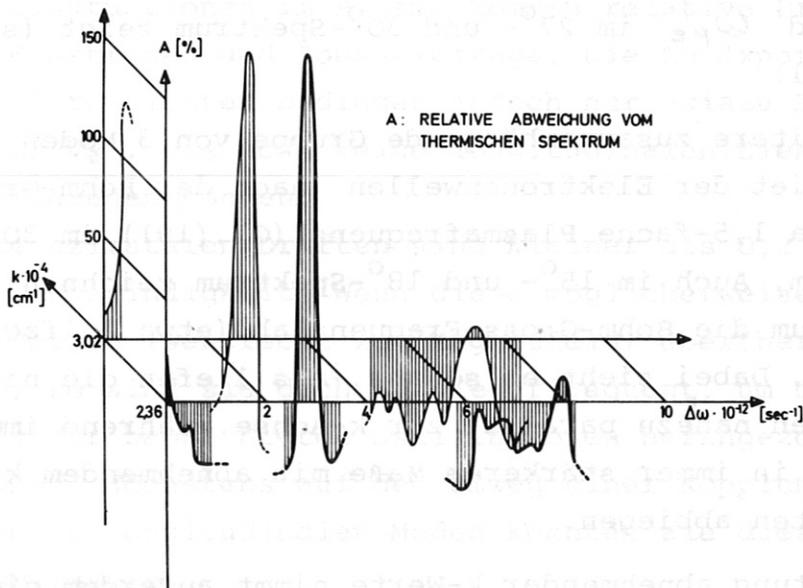


Abb. 22: Gruppe von 2 Streuspektren aus der $k-\Delta\omega$ -Ebene (15° - und 18° -Spektrum, von vorn nach hinten).

VI) Diskussion der Meßergebnisse

Als erstes wird die Struktur des k - $\Delta\omega$ -Spektrums betrachtet. Die zugeordneten k -Werte der Abb. 18 (bzw. 18a) sind, von vorne nach hinten linear aufgetragen:

(2,36; 2,99; 4,24; 4,70; 5,15; 6,95 und 12,80) $\times 10^4 \text{ cm}^{-1}$
entsprechend den Streuwinkeln 15° , 18° , 27° , 30° , 33° , 45°
und 90° .

In einem schmalen Frequenzband um die halbe Plasmafrequenz ($\approx 3 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$) herum ist der Streuquerschnitt über den ganzen gemessenen k -Bereich (die Debyelänge beträgt $1,68 \times 10^{-5} \text{ cm}$) überhöht. Während die Lage dieser Mode unabhängig von k ist, durchläuft die relative Abweichung vom thermischen Wert ein Maximum (größter gemessener Wert 375 % bei einem k von ca. $7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$), danach ein Minimum (kleinster gemessener Wert 32% bei $k \approx 4,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$) und steigt dann wieder mit abnehmendem k an.

Eine andere parallel zur k -Achse verlaufende Mode hat eine Frequenz von $\approx 0,6 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$. Es ist außerdem eine Vierergruppe gut erkennbar, die sich im Frequenzbereich zwischen $1/2 \omega_{pe}$ und ω_{pe} im 27° - und 30° -Spektrum zeigt (siehe auch Abb. 21).

Eine weitere zusammenhängende Gruppe von 3 Moden befindet sich im Gebiet der Elektronenwellen (nach der Bohm-Gross-Beziehung etwa 1,5-fache Plasmafrequenz (Gl.(19)) im 30° - und 33° -Spektrum. Auch im 15° - und 18° -Spektrum zeichnen sich vier Moden um die Bohm-Gross-Frequenz ab (etwa 1,1-fache Plasmafrequenz). Dabei sieht es so aus, als liefen die niederfrequenten Moden nahezu parallel zur k -Achse, während immer hochfrequentere in immer stärkerem Maße mit abnehmendem k zum Hochfrequenten abbiegen.

In Richtung abnehmender k -Werte nimmt außerdem die relative Abweichung im größten Teil des Streuspektrums immer mehr negative Werte an.

Hand in Hand mit der Abnahme damit nimmt auch der totale Streuquerschnitt von 40% überthermischen Wert bei 90° mit abnehmenden k-Werten immer mehr ab und nähert sich asymptotisch dem thermischen Wert bei den Streuwinkeln von 18° und 15° . Wenn auch die vorliegenden Meßergebnisse noch keinen Hinweis enthalten, was die Ursache nichtthermischer Dichtefluktuationen im Plasma ist, so zeigen sie jedoch, in welcher Hinsicht die Streutheorie verfeinert werden muß, wenn irgendwelche überthermischen Oszillationen im Plasma vorliegen. Daß derartige Oszillationen jedenfalls vorhanden sind, zeigt sich im Ergebnis einer ganz anderen Meßmethode. Und zwar hat Ringler /14/ aus dem Emissionsprofil von He I - Spektrallinien mit Hilfe des sog. Hochfrequenz-Stark-Effektes an einem gleichen Plasma überthermische Dichtefluktuationen bei ω_{pe} und höheren Harmonischen gemessen. Die beobachteten Fluktuationen entsprechen elektrostatischen Feldern von etwa 5 kV/cm, was um den Faktor 10 über dem Wert eines thermischen Plasmas liegt.

Als mögliche Ursache für das Auftreten überthermischer Dichtefluktuationen im Plasma kommen relative Driften zwischen Elektronen und Ionen infrage. Die im Experiment auftretenden Stromdichten bedingen jedoch nur axiale Driften von ca. $0,02 v_e$, die noch keine longitudinalen Elektronenschwingungen anregen können.

Die azimuthalen Driften sind kleiner als 0,2 % der thermischen Geschwindigkeit. Wenn diese möglicherweise bereits Bernstein-Wellen (senkrecht zum Magnetfeld) überthermisch erregen können, so sind sie doch zu niederfrequent, um direkt zur Erklärung der beobachteten Oszillationen herangezogen werden zu können. Höchstens auf dem Umweg einer Kopplung mit höherfrequenten longitudinalen Moden könnten sie diese Fluktuationen verursachen.

Unabhängig von der Klärung der Ursache der beobachteten überthermischen Oszillationen ist die Frage, welchen Einfluß sie auf das Spektrum des gestreuten Lichtes haben.

Es wäre zwar wünschenswert, die $k-\Delta\omega$ -Ebene mit einer dichteren Folge, und auch zu höheren Frequenzen erweiterten, von "k-Scheiben" aufzufüllen, doch läßt sich aus dem bereits vorliegenden Material folgern:

- 1) Aus den Erläuterungen über die lineare Streutheorie (Abschnitt II) erinnern wir, daß bei $\alpha \gg 1$, d.h. Wellenlängen der Dichtefluktuationen groß gegen die Debyelänge, gerade die elektrostatischen Wechselwirkungen das Fluktuationsspektrum bestimmen.

Die von Ringler gemessenen starken elektrischen Felder können bewirken, daß die kollektiven Effekte sich früher, also bereits bei kleineren α -Werten, bemerkbar machen, als die lineare Streutheorie im thermischen Fall angibt. Wir haben dann für ein festes k ein höheres effektives α , und für die meisten Frequenzen wird die relative Abweichung vom thermischen Spektrum negativ.

- 2) Die negativen Abweichungen finden sich in engen Frequenzbereichen als positive wieder, was der Tatsache entspricht, daß der totale Querschnitt fast unverändert gleich dem thermischen ist. Es findet also gegenüber der thermischen Theorie eine Umverteilung des gestreuten Lichtes innerhalb des Frequenzbereiches eines Streuspektrums statt. Ähnlich wie im Fall der Modulation des Streuspektrums durch gyrierende Elektronen (der totale Streuquerschnitt wird dabei nicht verändert) erfolgt eine Umverteilung der Streustrahlung infolge einer Frequenzmodulation. Die Amplitude der bei diesem Prozeß auftretenden Seitenbänder und die Bandbreite des Spektrums werden durch den Modulationsindex und die Modulationsfrequenz gegeben.

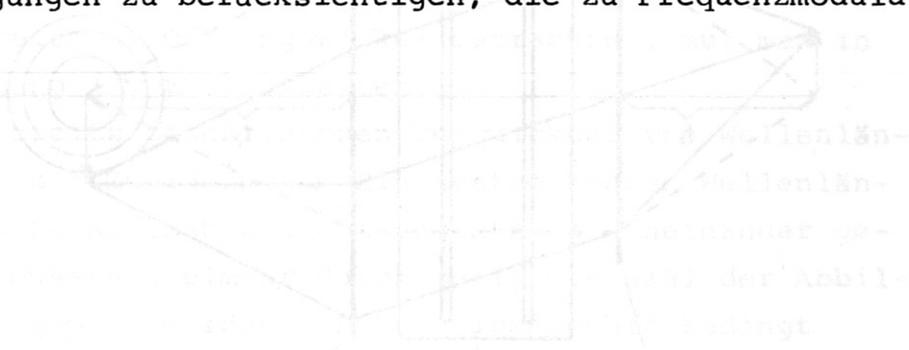
Das gibt einen Hinweis darauf, in welchem Sinne die lineare Streutheorie verändert werden muß.

In dieser Richtung haben Räuichle /15/ und Infeld /16/ bereits einige Überlegungen angestellt. Sie haben die Frequenzmodulation des Streuspektrums mit ω_{pe} als Modulationsfrequenz behandelt und erhalten Seitenbänder (bei Harmonischen von ω_{pe}), wenn die Oszillation bei der Plasmafrequenz überthermisch angeregt ist.

Zusammenfassung

Die schon von anderen Autoren (z.B. /1/, /2/, /3/) beobachteten Abweichungen von der Theorie, die sich im Spektrum des an einem Plasma gestreuten Laser-Lichtes zeigen, wurden detaillierter untersucht. Dazu wurde die spektrale Auflösung - mit Hilfe eines Fabry-Perot-Interferometers - von üblicherweise 5-10 Å auf etwa 0,3 Å verbessert. Feinstrukturen von einigen Zehntel Ångström wurden erkennbar. Derartige Strukturen können mit einer viel schlechteren Auflösung leicht "verschmiert" werden. Durch Variation des Streuwinkels konnte Unabhängigkeit des Streuspektrums von der Richtung bezüglich des Magnetfeldes demonstriert werden, zugleich seine Wellenabhängigkeit gemessen und sein nichtthermischer Anteil in einer dreidimensionalen Darstellung als Funktion von Frequenzen und Wellenlängen aufgetragen werden.

Das Auftreten derartiger Abweichungen von der Streutheorie in gänzlich verschiedenen Plasmen (nämlich θ -Pinch-Plasmen /1/, /2/, und Bogen-Plasmen /3/), deutet an, daß die Streutheorie in vielen Fällen offenbar von einem nichtthermischen Fluktuationsspektrum auszugehen hat. Insbesondere sind oszillatorische Bahnbewegungen zu berücksichtigen, die zu Frequenzmodulation führen.



Anhang I

Das Fabry-Perot-Interferometer

Zur Untersuchung der Feinstruktur des Streuspektrums ist ein Nachweissystem großer Lichtstärke und hoher spektraler Auflösung erforderlich. Beide Forderungen können mit einem Fabry-Perot-Interferometer erfüllt werden.

Trifft ein Bündel parallelen monochromatischen Lichts von einer ausgedehnten Lichtquelle auf die Platten eines solchen Interferometers, so entsteht in der Brennebene eines abbildenden Systems ein Muster aus konzentrischen Ringen. Die Radien der Interferenzringe hängen ab vom Neigungswinkel φ und der Wellenlänge λ der einfallenden Lichtbündel sowie von der Brennweite f_2 der bildseitigen Linse. Ein Ring wird aus Strahlen gleicher Neigung aber verschiedenen Azimuts gebildet, er entspricht damit, wie die schematische Darstellung in Abb. 23 zeigt, einem bestimmten Ort in der Objektebene.

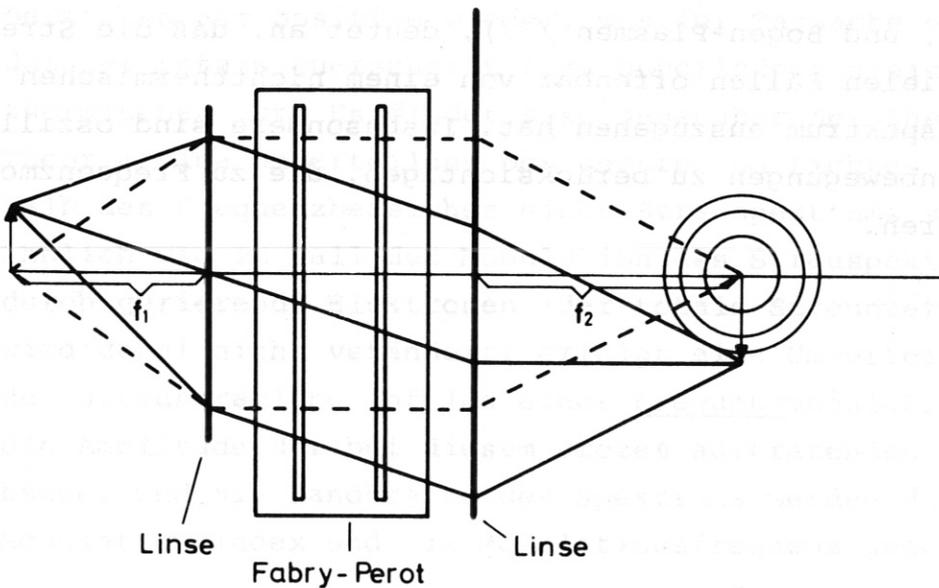


Abb. 23: Schematische Darstellung des Strahlengangs bei einem Fabry-Perot-Interferometer.

Die Ordnung der Interferenz ist für den i-ten Ring gegeben durch

$$m_i \lambda = 2nt \cos \varphi_i \quad (I_1)$$

(t = Abstand der Platten des Interferometers, λ = Wellenlänge des einfallenden Lichts, n = Brechungsindex des Mediums zwischen den Platten). Nur für solche Richtungen (Orte), für welche m_i ganze Zahlen ergeben, beobachtet man helle Interferenzringe, d.h. maximale Durchlässigkeit des Fabry-Perot.

Transmission und spektrale Auflösung des Interferometers werden von der Wahl und Justierung der Fabry-Perot-Platten bestimmt. Wir verwenden Platten mit dielektrischer Vielschichtenverspiegelung, mit denen sich wegen geringer Absorptionsverluste eine hohe Lichtstärke erreichen läßt. Der Reflexionsgrad beträgt 94 %, was einer theoretischen Finesse $F = \pi \sqrt{R} / (1-R) \approx 45$ entspricht.

Der Interordnungsabstand ("free spectral range") beträgt bei einem Plattenabstand von 0,343 mm $7,2 \text{ \AA}$ für die Laserwellenlänge $\lambda = 6943 \text{ \AA}$.

Will man ein bestimmtes Gebiet der Objektebene, z.B. den Laserfokus im Plasma, mit maximaler Lichtstärke (Fläche des Beobachtungsbereichs x Öffnungswinkel betrachten, muß man in der Zentralordnung ($\varphi \approx 0$) arbeiten.

Wegen der bereits beschriebenen Verquickung von Wellenlängen- und räumlicher Zuordnung im Ringsystem können Wellenlängen- und räumliche Auflösung nicht unabhängig voneinander gewählt, sondern müssen vielmehr durch geeignete Wahl der Abbildung einander angepaßt werden. (Diese Eigenschaft bedingt übrigens einen entscheidenden Unterschied zwischen dem Entwurf eines Vielkanalsystems mit einem Fabry einerseits und einem Gitter bzw. Prisma andererseits). Das Streuspektrum wird bei parallelem Strahlengang von "Schuß-zu-Schuß" durch Verändern des Gasdrucks zwischen den Interferometerplatten aufgenommen.

Das Fabry-Perot befindet sich dazu in einer Druckkammer, in

der der Gasdruck und damit der Brechungsindex kontinuierlich verändert werden kann.

Die Wellenlängenverschiebung $\Delta \lambda$ ist proportional zur Druckänderung Δp und läßt sich unabhängig von dem Plattenabstand aus dem Brechungsindex n der verwendeten Gase bestimmen.

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_L} = (n-1) \cdot \frac{\Delta p}{760} \quad (I_2)$$

(λ_L = Laserwellenlänge, Δp in Torr gemessen).

Für Propan, das wir für die Messungen verwendeten, ergibt sich bei einer Druckänderung von 110 Torr eine Wellenlängenverschiebung von 1 Å. Dieser Wert stimmt überein mit der aus dem Interordnungsabstand experimentell gefundenen Verschiebung.

Das Apparateprofil wird vor jeder Meßreihe aufgenommen (mit einer Kaliumlinie 6939,0 Å, die schmal gegen die Breite des Apparateprofils ist), um sicherzustellen, daß sich die Justierung des Fabry-Perots nicht geändert hat.

Die gemessene Halbwertsbreite hängt von der Winkeldivergenz der gewählten Abbildung ab und liegt bei uns zwischen 0,16 Å und 0,70 Å. Die Transmission des Interferometers beträgt etwa 35 %.

Anhang II

Der Polychromator

Für Übersichtsmessungen wird ein Gittermonochromator (600 Striche/mm, Blazewellenlänge $2,7 \mu$) in Verbindung mit einem zehnkanaligen Glasfaserspaltpaket (Littrowanordnung) benutzt. Ein Faserspalt dient als Eintrittsspalt, während 9 weitere Spalte zur Aufnahme des Streuspektrums dienen.

Das Auflösungsvermögen des in 4. Ordnung betriebenen Monochromators beträgt bei einer Lichtstärke von $1:5 \cdot 3 \text{ \AA/Kanal}$. Die höheren Ordnungen des kurzwelligen Plasmalichts werden mit einem Rotfilter absorbiert.

Zur Eichung der Relativempfindlichkeit und zugleich als Maß für die Laserleistung wird ein Teil des primären Laserlichts mit einem 40 cm langen Lichtleiter um ca. 120 nsec verzögert und mit Streuscheiben diffus gemacht, so daß das gesamte Glasfaserpaket aus einer Entfernung von etwa 40 cm gleichmäßig beleuchtet werden kann.

Die Spektralempfindlichkeit der neun Foto-Multiplier wird mit einer Wolframbandlampe stationär geeicht und ändert sich in dem untersuchten Spektralbereich ($\Delta \lambda = \pm 60 \text{ \AA}$) um weniger als 10%.

Die Absoluteichung der Streuapparatur geschieht mit Hilfe der Rayleighstreuung an Stickstoff, dessen Streuquerschnitt aus der Literatur entnommen wurde.

Anhang III

Der Wellenlängenmonitor

Nach der Erkenntnis, wie schmal die Strukturen im Streuspektrum sind, und weil es möglich ist, daß deren Frequenzen starr mit derjenigen des Lasers verkoppelt sind, wurde es notwendig, die Wellenlänge des Lasers beständig zu beobachten. Denn diese kann "driften" aus verschiedenen Gründen, z.B. durch thermische Änderung der Resonator-Geometrie oder durch direkte Temperaturänderung des Rubinstabes (vor allem durch letztere, denn die Thermostatisierung des Kühlwassers garantierte - bei schneller "Schuß"-Folge - noch keine Temperaturkonstanz des Stabes).

Die Wellenlängen-Kontrolle geschah folgendermaßen (Abb. 24):

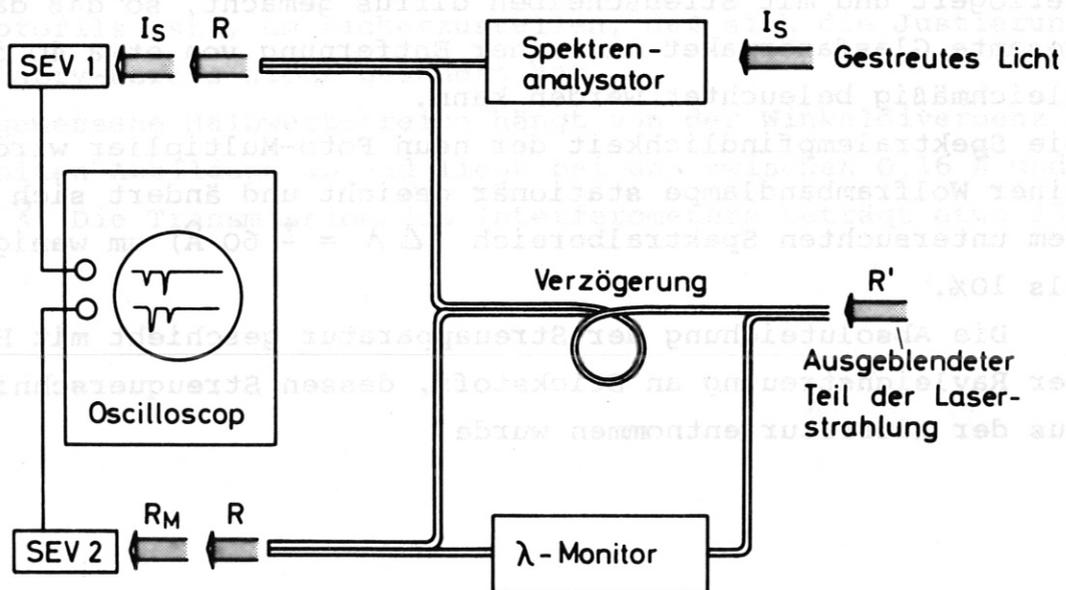


Abb. 24: Schematische Darstellung der Relativeichung der Streusignale bei gleichzeitiger Prüfung der Wellenlängenkonstanz der Laserlinie.

Ein Teil des ausgeblendeten Lasersignals R' gelangte in einen " λ -Monitor". Dieser Monitor war ein schmalbandiges (4 \AA) In-

terferenzfilter, wie üblich in einem Parallel-Strahlengang (Abb. 25a). Von dem den Lichtleiter LL_1 verlassenden Signal R' wird der Teil R_M vom Interferenzfilter IF transmittiert und

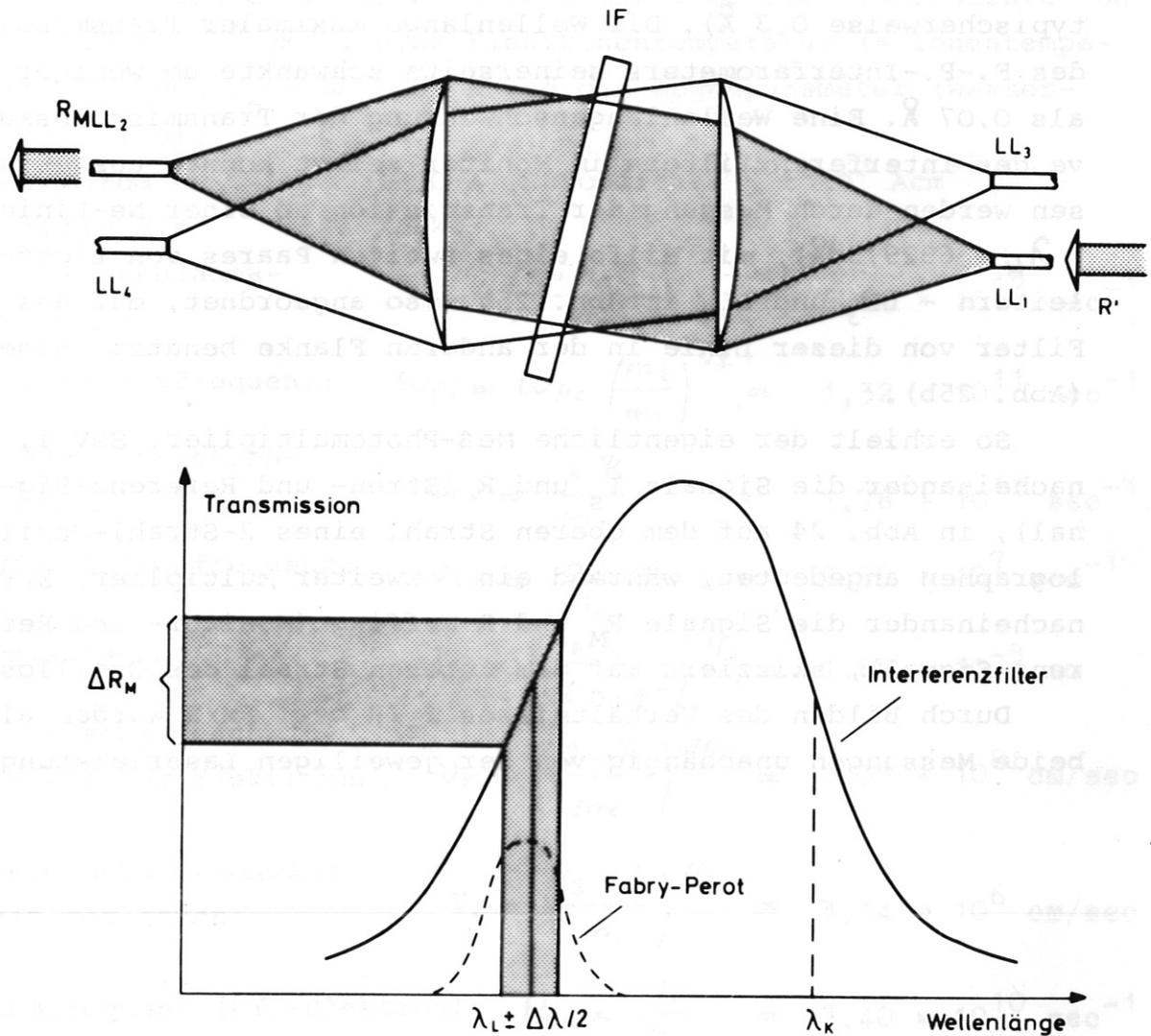


Abb. 25: Prinzip des Wellenlängenmonitors.

dann in den Lichtleiter LL_2 abgebildet. Das Interferenzfilter ist so geneigt, daß die Laserwellenlänge λ_L es gerade in einer der Flanken der Transmissionskurve durchsetzt, - bei etwa halber Maximaldurchlässigkeit - (Abb. 25b). Eine Schwankung der Laserwellenlänge um $\Delta\lambda$ machte sich daher bemerkbar in einer Schwankung des Signals R_M um ΔR_M . Der relative Fehler einer Einzelmessung entsprach einer Wellenlängenänderung von $\pm 0,1 \text{ \AA}$. Im Auswertungs-Programm konnten nun alle Meßergebnisse

ignoriert werden, deren zugehörige Monitorsignale eine λ -Schwankung $\geq 0,2 \text{ \AA}$ anzeigten. Zur Information wurde in Abb. 25b noch das Apparateprofil des Fabry-Perot-Interferometers gestrichelt angedeutet (volle Halbwertsbreite typischerweise $0,3 \text{ \AA}$). Die Wellenlänge maximaler Transmission des F.-P.-Interferometers seinerseits schwankte um weniger als $0,07 \text{ \AA}$. Eine Wellenlängenschwankung der Transmissionskurve des Interferenzfilters im Monitor selbst konnte ausgeschlossen werden durch Messung der Transmission an einer Ne-Linie ($\lambda_k = 6929,5 \text{ \AA}$), mit Hilfe eines zweiten Paares von Lichtleitern - LL_3 und LL_4 in Abb. 25a -, so angeordnet, daß das Filter von dieser Linie in der anderen Flanke benutzt wurde (Abb. 25b).

So erhielt der eigentliche Meß-Photomultiplier, SEV 1, nacheinander die Signale I_s und R (Streu- und Referenz-Signal), in Abb. 24 auf dem oberen Strahl eines 2-Strahl-Oszillographen angedeutet, während ein zweiter Multiplier, SEV 2, nacheinander die Signale R_M und R auffing (Monitor- und Referenz-Signal), skizziert auf dem unteren Strahl des Oszilloskops.

Durch Bilden des Verhältnisses I_s/R bzw. R_M/R wurden also beide Messungen unabhängig von der jeweiligen Laserleistung.



Abb. 25: Prinzip des Wellenlängenvergleichs.

Abb. 25: Prinzip des Wellenlängenvergleichs. Das Interferenzfilter ist so geneigt, daß die Laserwellenlänge λ es gerade in einer der Flanken der Transmissionskurve durchläßt, - bei etwas anderer Wellenlänge wird es reflektiert. Eine Schwankung halber Maximaldurchlässigkeit (Abb. 25b). Eine Schwankung der Laserwellenlänge um $\Delta \lambda$ macht sich daher bemerkbar in einer Schwankung des Signals R um ΔR . Der relative Fehler einer Einzelmessung entspricht einer Wellenlängenänderung von $\Delta \lambda / \lambda$. Im Auswertungsprogramm können nun alle Meßergebnisse λ aufeinander abgestimmt werden.

Anhang IV

Charakteristische physikalische Größen für die Streuversuche

Die Zahlenwerte beziehen sich auf eine Elektronendichte von $n_e = 1,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, eine Elektronentemperatur (= Ionentemperatur T_i) von $T_e = 60\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ und die Bogenparameter (Wasserstoffplasma):

Bogenstrom = 1800 A (Stromdichte $j \approx 10^3 \text{ Acm}^{-2}$)

Magnetfeld = 10 kG

Elektronenplasmafrequenz: $\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} = 5,64 \times 10^{12} \text{ sec}^{-1}$

Ionenplasmafrequenz: $\omega_{pi} = \omega_{pe} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} = 1,32 \times 10^{11} \text{ sec}^{-1}$

Elektronenzyklotronfrequenz: $\omega_{ce} = \frac{eB}{mc} = 1,76 \times 10^{11} \text{ sec}^{-1}$

Ionenzyklotronfrequenz: $\omega_{ci} = \frac{m_e}{m_i} \omega_{ce} = 9,59 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$

DEBYE-Länge $\lambda_D = \left(\frac{\kappa T_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2} = 1,68 \times 10^{-5} \text{ cm}$

Thermische Geschwindigkeit der Elektronen: $v_e = \left(\frac{2\kappa T_e}{m_e} \right)^{1/2} = 1,35 \times 10^8 \text{ cm/sec}$

Thermische Geschwindigkeit der Ionen: $v_i = \left(\frac{2\kappa T_i}{m_i} \right)^{1/2} = 3,14 \times 10^6 \text{ cm/sec}$

Stoßfrequenz (EP.-Elektron): $\nu_{ee} = \frac{v_e}{\lambda_e} = 3,40 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$

(λ_e mittl. freie Weglänge)

Axiale Driftgeschwindigkeit:

$$v_D^{\parallel} = j \cdot e \cdot n_e \approx 0,02 \times v_e$$

Azimutale Driftgeschwindigkeit:

$$v_D^{\perp} \approx 0,002 \times v_e$$

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. R. Wienecke für die Aufgabenstellung und sein reges Interesse an dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. H. Maecker danke ich für die Möglichkeit, an der Technischen Universität München promovieren zu können.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. C. Mahn für die wertvolle Betreuung während der Arbeit.

Weiter bedanke ich mich bei Herrn Dr. H. Ringler für zahlreiche anregende Diskussionen im Zusammenhang mit dieser Arbeit. Den Herren A. Eschlwech und P. Voigt danke ich für die technische Hilfe beim Aufbau der Experimente und bei der Auswertung der Meßergebnisse.

Bei Herrn Dr. S. Witkowski möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken, diese Arbeit in seiner Abteilung des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik durchzuführen.

Literatur

- /1/ D. Evans Nature 211, 23-4 (1966)
M. Forrest
J. Katzenstein
- /2/ R. Siemon Phys. Fluids 12, 249 (1969)
J. Benford
- /3/ H. Ringler Phys. Lett. 30A, 126 (1969)
R. Nodwell
- /4/ A. I. Akhiezer Zh. Eksp. Teor. Fiz. (UdSSR) 33, 750 (1957)
I. G. Prokoda
A. Sitenko
- /5/ E. E. Salpeter Phys. Rev. 120, 1528 (1960)
- /6/ J. Fejer Can. J. Phys. 38, 1114 (1960)
- /7/ J. Dougherty Proc. Roy. Soc. A, 259, 79 (1960)
D. Farley
- /8/ M. Rosenbluth Phys. Fluids 5, 776 (1962)
N. Rostocker
- /9/ I. B. Bernstein Nucl. Fusion 4, 61 (1964)
S. Trehan
M. Weenik
- /10/ W. Gordon Proc. Inst. Radio Engrs. 46, 1824 (1958)
- /11/ D. F. Dubois Phys. Rev. 133A, 1317 (1964)
V. Gilinski
- /12/ W. Drummond Nucl. Fusion Suppl. 3, 1317 (1962)
D. Pines
- /13/ H. F. Döbele Z. Naturforsch. 24a, 273 (1970)
- /14/ H. Ringler Veröffentlichung in Vorbereitung
- /15/ E. Räuchle Report Inst. für Plasmaforschung,
TU Stuttgart
- /16/ E. Infeld Phys. Lett. 37A, 103 (1971)
W. Zakowicz